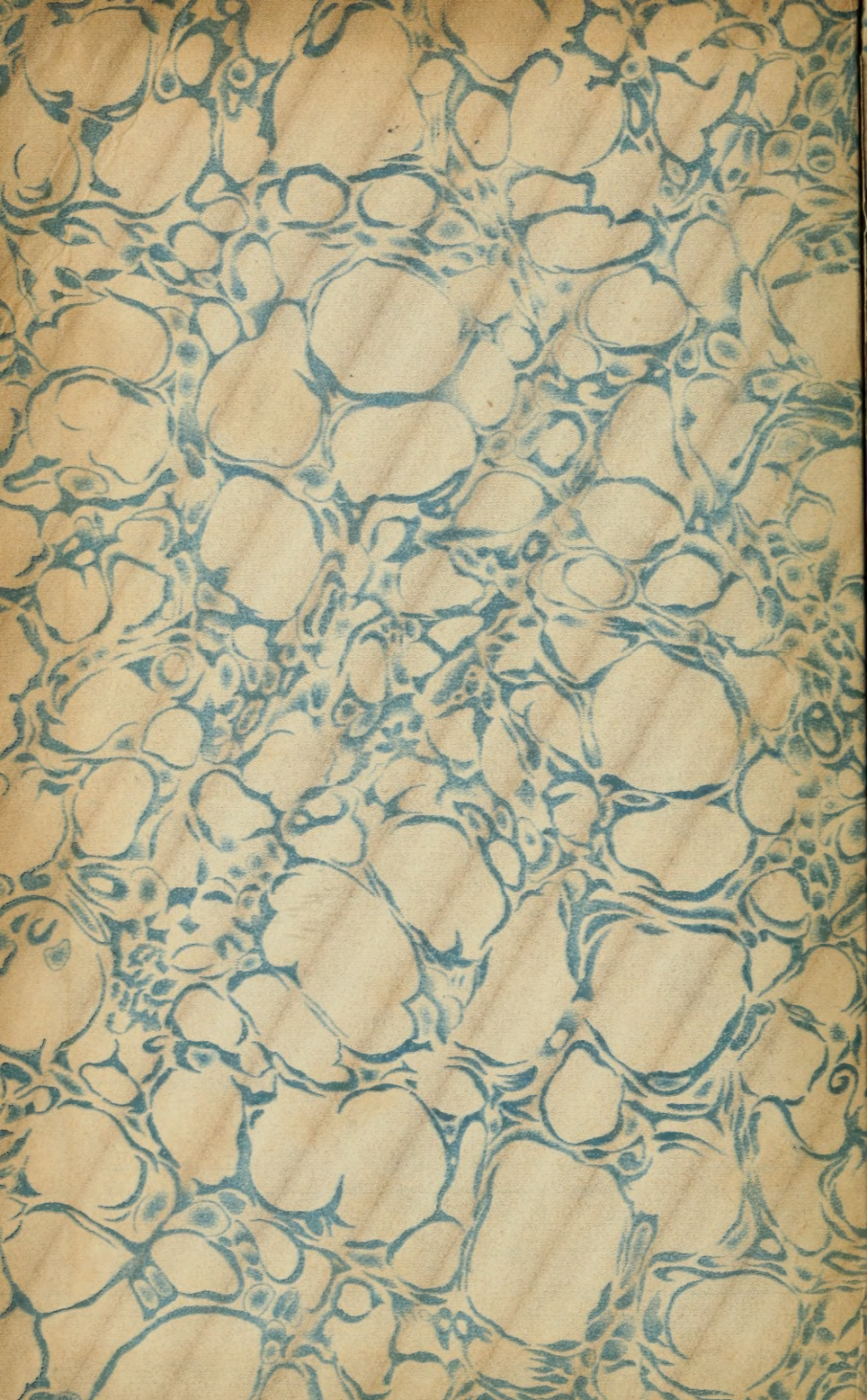
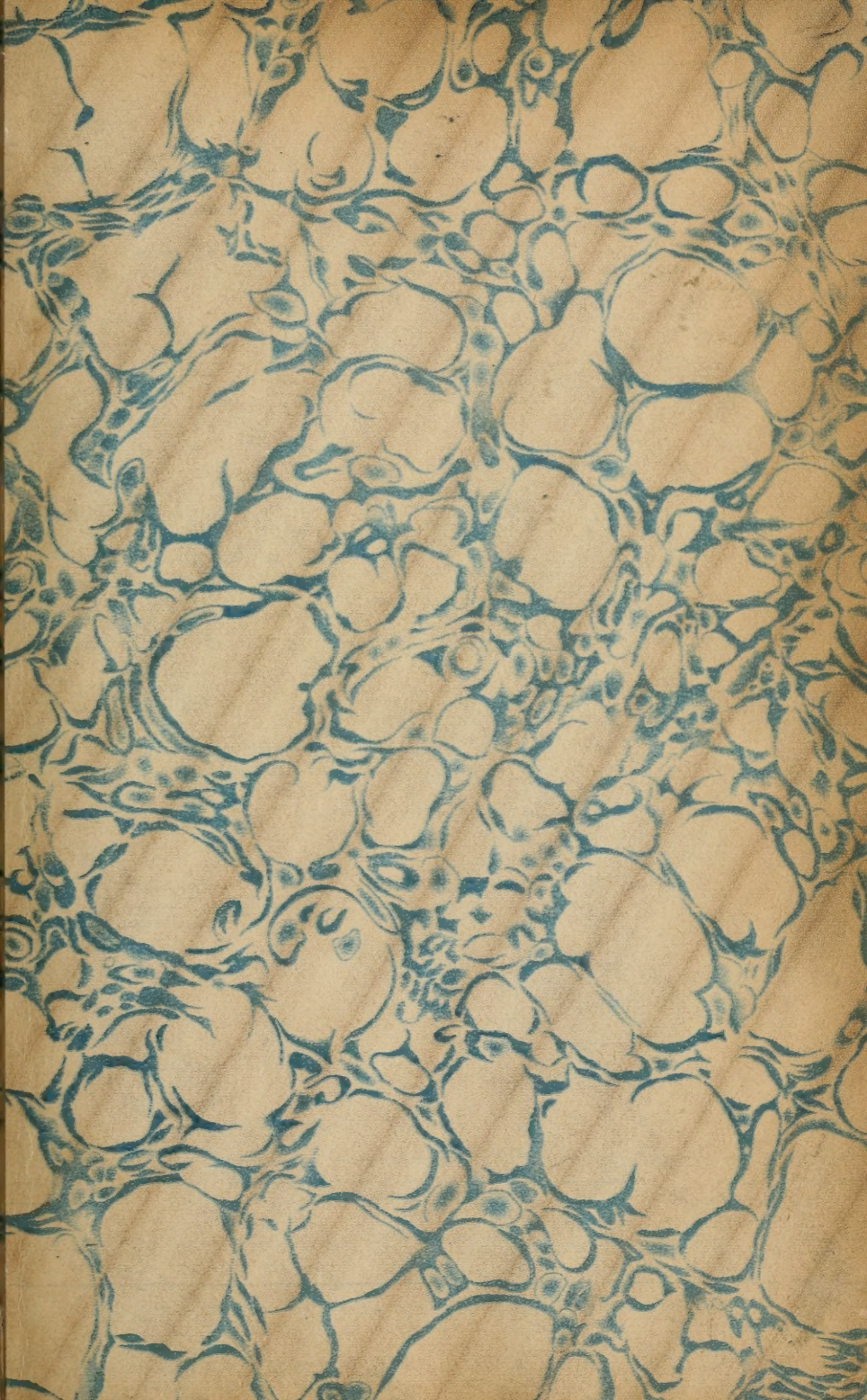
UNIVERSITY OF TORONTO
3 1761 01087574 8





UoT
771.P

ORIGINE ET FORMATION

DES MONDES

OUVRAGES DU MÊME AUTEUR

PHILOSOPHIE SCIENTIFIQUE

Que deviendrons-nous après la mort? (46e mille.)
Les autres mondes sont-ils habités? (illustré.)
D'où venons-nous? (illustré) (300e mille.)
Qui sommes-nous? id.
Où sommes-nous? id.
Où allons-nous? id.

ÉTUDE DE L'ASTRONOMIE

Où en est l'Astronomie (illustré).
Traité élémentaire d'Astronomie (2e édition).
Cosmographie (classe de Philosophie) (illustré).
Cosmographie (classe de Mathématiques) (illustré).
Grande carte du Ciel (visible dans nos régions).
Grande carte de la Lune (en deux tons).
L'Étude de la Lune (avec dictionnaire sélénographique).
Altas céleste pour chaque mois.
Le Problème solaire (épuisé).
Le Soleil et la Prévision du temps.

MÉTÉOROLOGIE

Méthode simple pour prévoir le Temps (illustré).
Comment prévoir le Temps (Météorologie pratique) (illustré).

DIVERS

Les Énigmes de la Science (illustré).
L'Assaut du Pôle Sud (illustré).
Les Tremblements de terre (illustré).
Le Miroir sombre ou l'Enigme martienne (illustré).
Arithmétique élémentaire.
Pour comprendre l'Arithmétique.
Pour comprendre l'Algèbre.
Petit Formulaire Mathématique.

Planche I

Nébuleuse obscure passant devant des nébulosités illuminées,
au Sud de ζ Orion.
(D'après une photographie obtenue avec le grand télescope du Mont-Wilson.)

Astron
M

ORIGINE ET FORMATION

DES

MONDES

PAR

l'Abbé Th. MOREUX

DIRECTEUR DE L'OBSERVATOIRE DE BOURGES

Avec 124 figures dans le texte
et 18 planches hors texte

185127.
1.11.23.

PARIS

Librairie Octave DOIN
Gaston DOIN, Éditeur

8, PLACE DE L'ODÉON.

—

1922

Tous droits réservés.

AVANT-PROPOS

Comparée aux millions de siècles qu'il a fallu pour façonner l'Univers et lui donner sa forme actuelle, la durée de notre vie n'est qu'un éclair rapide, petite lueur éphémère dans la grande nuit du passé. Comment, dès lors, pourrions-nous remonter le cours des âges et nous rendre compte des lois que le Créateur a imposées à la matière dès l'origine des choses ; comment imaginerions-nous le mécanisme qui a tiré l'ordre du chaos et qui a donné naissance aux corps célestes et aux sytèmes stellaires dont la diversité confond notre esprit ?

Pareille tâche semble de beaucoup dépasser la puissance de la pensée humaine ; à plus forte raison m'a-t-il toujours paru quelque peu prétentieux de vouloir m'inscrire après les Kant, les Laplace, les Herschel, les Faye et beaucoup d'autres, parmi ceux qui ont tenté de retracer l'histoire des mondes depuis leur origine. L'exemple de certains pionniers d'avant-garde, voire même de chercheurs modestes, à défaut de ces illustres prédécesseurs, sera ma seule excuse ; car on ignore généralement que, depuis l'époque où le philosophe de Kœnigsberg écrivait sa *Théorie du ciel*, nombreux sont ceux qui ont abordé ces problèmes ardus de Cosmogonie.

C'est qu'en fait, une hypothèse cosmogonique n'est pas nécessairement, suivant une opinion trop répandue, le fruit d'une vaine spéculation : elle doit être avant tout basée sur l'expérience, fondement de toutes les connaissances humaines. Or, c'est l'observation qui nous a fait découvrir les lois des phénomènes, et aussi loin que nous portions nos investigations, nous constatons toujours que ces lois, aux modalités près, sont immuables dans toute l'étendue de l'Univers accessible à nos sens : uniformes dans l'Espace, elles le sont encore dans le Temps, sans quoi l'astronome d'aujourd'hui serait bien empêché de prévoir ce qui doit arriver demain.

Maintenant, faisons machine arrière : si les mêmes causes produisent les mêmes effets, la cause actuelle ne peut être qu'un effet par rapport à celle qui l'a engendrée. Ainsi, le philosophe ne peut échapper à cette conclusion qu'aussi loin que nous remontions dans le passé, la matière créée a obéi à des lois dont l'universalité ne saurait être mise en doute.

J'entends le lecteur moderne m'opposer les idées d'Einstein sur la relativité : mais je commencerai par lui faire remarquer que les savants n'ont pas attendu la venue du physicien allemand pour soupçonner, par exemple, que la masse augmente avec la vitesse. Or, ce résultat, qui intéresse au plus haut point celui qui s'occupe du monde des atomes, ne saurait retenir au même degré l'attention du savant qui pèse les corps célestes, tous animés de vitesses extrêmement lentes par rapport à celle de la lumière.

La Mécanique des Lagrange, des Poinsot et des Le Verrier reste donc vraie pour les grandes masses de l'Univers, et c'est encore elle qui doit guider nos déductions et nos travaux dans l'ordre cosmogonique. J'ajouterai que, pour n'être point stérile, cette Mécanique classique doit s'appliquer à des objets que nous révèle l'observation, et c'est ce qui explique en partie la caducité des hypothèses de nos plus éminents devanciers.

Personne, en effet, ne songerait à nier que l'Astronomie n'ait fait d'immenses progrès depuis l'époque où sir William Herschel, le plus grand observateur de tous les temps, étudiait les nébuleuses et se livrait au premier examen approfondi des espaces célestes. Nous ne pouvons donc sérieusement reprocher à Laplace une théorie qui ne tient pas compte des faits enregistrés à l'heure actuelle.

Même, lorsque Faye proposa, en 1884, une nouvelle hypothèse, aucun astronome ne soupçonnait toute la complexité du système solaire; nos plaques photographiques n'avaient pas étudié à fond la structure des nébuleuses, et la loi de spiralité, que Faye avait soupçonnée dans sa théorie des tourbillons, n'avait révélé ni l'aspect d'universalité que nous sommes contraints de lui attribuer, ni ses caractéristiques véritables, qui, malgré des apparences trompeuses, nous empêchent de la confondre avec celle qui régit les fluides.

Ceux qui désormais s'occuperont de Cosmogonie ne pourront invoquer les mêmes excuses. Sans doute, nous sommes loin d'avoir le dernier mot sur l'évolution de

ces énigmatiques objets que sont les nébuleuses ; mais le type de spirale à deux branches est trop répandu dans le ciel pour que nous nous croyons autorisés à ne pas tenir compte de cette curieuse particularité. D'autre part, si nous dérivons, comme cela est fort probable, d'une nébuleuse quelconque, celle-ci, d'après les lois les plus certaines de la Mécanique céleste, a dû présenter, à une époque de son existence, un aspect nettement spiraloïde. Enfin, nous connaissons tellement bien et dans ses moindres détails notre propre système, que des observations ultérieures ne pourront jamais changer rien d'essentiel à l'idée que nous nous en faisons à l'heure présente.

Toute la question revient donc, en dernière analyse, à imaginer un mécanisme qui, tenant un compte rigoureux de ces données acquises, aboutira, par un enchaînement de causes simples et rationnelles, à la construction d'une nébuleuse spirale à deux branches, dont l'évolution mécanique nous conduira à un système analogue à celui que nous habitons.

Or, jusqu'à ce moment, tous les efforts pour arriver à une solution du problème ainsi posé ont été vains. Je sais que certains de mes contemporains n'auront garde peut-être de se ranger à cet avis. Pour toute réponse, je me contenterai de les renvoyer à l'auteur des *Leçons sur les hypothèses cosmogoniques*. Henri Poincaré, l'illustre mathématicien dont personne ne conteste l'autorité, avait un sens critique trop averti pour n'avoir pas saisi immédiatement le point faible des théories existantes ; mais, à mon avis, le plus

grand défaut de toutes ces hypothèses me paraît être le manque de simplicité. Ce grave reproche ne saurait être encouru par l'œuvre de Laplace, et c'est ce qui explique l'immense faveur réservée par le monde savant à l'*Exposition du Système du monde*.

N'est-ce pas aussi pour cette raison que Poincaré écrivait, à propos de la même hypothèse, mais non sans une pointe de mélancolie : « Sa vieillesse est vigoureuse et, pour son âge, elle n'a pas trop de rides. Malgré les objections qu'on lui a opposées, malgré les découvertes que les astronomes ont faites et qui auraient bien étonné Laplace, elle est toujours debout... » Oui, mais les partisans actuels du grand géomètre ont tout remanié, et de l'édifice primitif à peine reste-t-il quelques pierres.

L'essai de solution que je propose aujourd'hui, et qui m'a été suggéré par les phénomènes accompagnant l'apparition des étoiles nouvelles, ne saurait avoir la prétention d'être définitif. Il ne pourrait, en tout cas, encourir le reproche que j'adresse à mes prédécesseurs, car il est d'une extrême simplicité.

Je n'ai essayé de résoudre le problème posé qu'à l'aide des lois de la Mécanique céleste les plus certaines et les plus connues, et si l'appareil mathématique accompagnant mes déductions était de nature à effrayer quelque lecteur, que celui-ci soit par avance pleinement rassuré : les formules ne sont là qu'en manière de vérification et pour contrôler la vraisemblance des conclusions. Logiquement enchaînées, ces dernières m'ont

conduit tout naturellement à une théorie entièrement nouvelle des satellites, écueils mystérieux où jusqu'ici étaient venues se heurter toutes les cosmogonies.

Les critiques, je le sais, ne me manqueront pas; ne sont-elles pas d'ailleurs le lot assuré de toute idée neuve et originale? Peu m'importe; l'avenir dira jusqu'à quel point j'ai réussi à mener à bien une aussi audacieuse entreprise.

Observatoire de Bourges, 8 Septembre 1921.

ORIGINE ET FORMATION DES MONDES

PREMIÈRE PARTIE

FORMATION DES NÉBULEUSES SPIRALES

CHAPITRE I

LE PROBLÈME COSMOGONIQUE

L'intérêt du problème cosmogonique ne semble pas s'être amoindri depuis l'époque où l'École Ionienne enseignait que les astres proviennent de la condensation d'une matière légère primitivement répandue dans l'espace. De fait, malgré les difficultés sans cesse renaissantes en face des nouvelles découvertes, les questions touchant l'origine du monde trouvent toujours de nombreux écrivains pour les aborder et un public pour s'y passionner.

Cet engouement pour un sujet où jusqu'ici la spéculation — avouons-le — eut la plus large part, tient, j'imagine, à une double cause. Le savant vraiment digne de ce nom ne saurait cultiver la science sans être amené tôt ou tard à classer ses acquisitions, donc à se faire une idée générale de l'univers et, par suite, à créer un modèle du mécanisme qui a présidé à son évolution; les plus grands penseurs n'ont pas échappé à ce besoin de mise en ordre raisonnée; toutes les cosmogonies sont des essais de synthèse fixant les progrès de l'esprit humain dans les domaines les plus divers : elles

marquent toutes, pour ainsi dire, les étiages atteints au cours des siècles par le développement de la pensée, et c'est sans doute ce qui constitue pour la plupart d'entre nous le charme particulier de cette partie de l'histoire des sciences.

Pour le grand public, la Cosmogonie semble répondre à une autre préoccupation : le souci impérieux dans l'humanité de la recherche de nos origines : l'homme qui réfléchit veut savoir d'où il vient, et l'attrait du mystère de son passé n'a d'égal que celui de sa destinée.

Il n'est donc pas étonnant que nous réunissions toutes nos forces pour la solution de ces deux énigmes, les seules dignes, à vrai dire, de préoccuper le philosophe. Aurions-nous aujourd'hui amassé les données suffisantes pour résoudre la première ? Il est permis d'en douter ; toutefois, comme l'écrivait spirituellement Henri Poincaré, dans ses *Leçons sur les Hypothèses cosmogoniques*, « si nous étions curieux sans impatience, il est probable que nous n'aurions jamais créé la Science et que nous nous serions contentés de vivre notre petite vie. Notre esprit a donc réclamé impérieusement cette solution bien avant qu'elle fût mûre, et alors qu'il ne possédait que de vagues lueurs lui permettant de la deviner plutôt que de l'atteindre. Et c'est pour cela que les hypothèses cosmogoniques sont si nombreuses, si variées, qu'il en naît tous les jours de nouvelles, tout aussi incertaines mais tout aussi plausibles que les théories plus anciennes, au milieu desquelles elles viennent prendre place sans pouvoir les faire oublier [1]. »

De telles considérations ne sauraient cependant nous décourager. En étudiant l'histoire des cosmogonies, nous pouvons, en effet, à travers les vicissitudes des idées, y suivre assez facilement la trame de progrès évidents ; la caducité même des hypothèses nous indique les sentiers à éviter aussi bien que les voies menant plus sûrement au but. Contemplées de loin et d'une vue que le recul du temps fait plus large, certaines théories nous apparaissent, suivant

[1] H. Poincaré : *Leçons sur les Hypothèses cosmogoniques*, XLVIII (2e éd., Hermann, Paris, 1913).

l'expression anglaise, comme de véritables hypothèses *working;* la nébuleuse de Laplace en est le meilleur exemple : c'est de sa discussion que sont nées les idées modernes sur l'évolution des mondes.

1. Toutefois, depuis le commencement de ce siècle, les recherches se sont multipliées dans des directions que Laplace eût été loin d'imaginer. Notre but n'est pas de discuter ici, ni même d'examiner en détail cette abondante floraison d'idées nouvelles; d'autres l'ont fait avec une autorité à laquelle nous n'oserions prétendre ; mais ce qu'il importe de remarquer pour éclairer le débat, c'est que toutes les théories cosmogoniques se rangent en deux catégories distinctes : les unes ont la prétention de fixer le mécanisme qui a présidé à l'évolution de tout l'univers ; une telle ambition n'est plus de mise à notre époque ; les fameux sondages célestes de sir William Herschel ne sont rien en comparaison des mesures que nous permettent les instruments modernes associés à la photométrie et à la photographie. Le résultat, c'est que chaque jour recule les limites de ce ciel dont les horizons lointains semblent fuir devant nous à mesure que nous pénétrons plus avant.

Le terme *notre Univers* n'a plus de sens défini pour l'astronome; même appliqué à la Voie lactée dont nous faisons partie, il représente une notion vague et imprécise, puisque nous en sommes encore à essayer de déterminer la figure réelle et l'étendue de cette vaste formation.

Soyons plus modestes et rangeons-nous dans la catégorie de ceux qui se sont bornés à rechercher la façon dont s'est édifié notre système solaire. La tâche est encore effrayante et nous ne saurions nous en dissimuler les difficultés.

2. ***Les nébuleuses.*** — Au cours des sondages dont nous avons parlé, W. Herschel fut amené d'instinct à classer les objets nébulaires aperçus au foyer de son puissant télescope. « Le fondateur de l'Astronomie moderne, remarque très judicieusement miss Clerke, ne pouvait voir sans mettre en

ordre ce qu'il voyait, et la loi d'ordre qui s'imposa à son esprit fut fondée sur le principe d'évolution [1]. »

Appliquant les lois de la gravitation à des masses qu'il jugeait gazeuses, l'astronome en arriva à conclure que la condensation — ou la contraction — constituerait le terme extrême et fatal où devaient aboutir les espaces nébulaires.

Les grandes nébuleuses irrégulières, comme celle d'Orion, représentaient dans sa pensée le commencement des âges, le chaos primitif où, par les frottements et les chocs, les éléments se rapprochant, prenaient peu à peu des formes plus précises : c'étaient les nébuleuses régulières qui finalement se muaient en nébuleuses planétaires ou en étoiles nébuleuses.

En fait, bien que probablement vraie dans ses grandes lignes, la classification d'Herschel n'a pas résisté aux découvertes modernes. La continuité n'apparaît pas entre les nébuleuses régulières et celles dites planétaires. On sait que ce terme inventé par Herschel s'applique à des objets circulaires répandant un éclat uniforme et suggérant l'idée d'un disque aplati.

A mesure d'ailleurs que les instruments se perfectionnaient et que continuaient les investigations photographiques, il fut hautement évident que les formes et les structures nébulaires dépendent des grossissements ou des temps de pose. C'est ainsi que plusieurs nébuleuses planétaires, pour ne citer que cet exemple, se changèrent en nébuleuses annulaires avec l'emploi du grand télescope de Lord Ross.

L'analyse spectrale devait encore donner sa note au milieu de ce tableau déconcertant. La première impression fut qu'on pouvait tout attendre du nouveau procédé. On comprendra mieux l'enthousiasme que suscita l'emploi du spectroscope pour résoudre les questions pendantes en lisant les réflexions de sir William Huggins au sujet de sa première observation à l'aide de cet instrument : « Dans la soirée du 29 Août 1864,

[1] Miss A. M. Clerke : *Modern Cosmogonies*, p. 199 (Adam et Ch. Black, London, 1905).

je dirigeai pour la première fois le spectroscope vers une nébuleuse dans le Dragon. Je regardai... Pas de spectre tel que je l'attendais ! Seulement une ligne unique et brillante. Je soupçonnai d'abord un déplacement du prisme... Mais la vraie explication m'apparut aussitôt [1]. »

L'astronome en effet n'ignorait pas que tout métal incandescent donne un spectre continu ; qu'une masse éclairante vue à travers une atmosphère gazeuse montre au contraire une série de raies noires, tandis que seuls les gaz illuminés fournissent des lignes vives, brillantes et distinctes.

Huggins ne pouvait donc s'y tromper. « Un examen plus attentif, ajoute-t-il aussitôt dans son Mémoire, me montra deux autres lignes brillantes du côté du bleu, ces trois lignes étant séparées par des intervalles relativement noirs. L'énigme des nébuleuses était résolue. La lumière elle-même nous avait envoyé la réponse : Ce n'est pas une agglomération d'étoiles, mais un gaz lumineux. »

Cette merveilleuse découverte inaugurait une ère nouvelle dans la conquête des cieux.

Nous avons constaté depuis Huggins que les principales raies des nébuleuses sont dues à l'hydrogène, à l'hélium et à un élément inconnu de notre chimie terrestre, auquel les astronomes ont donné le nom de *nébulium*. A l'heure actuelle, les lignes paraissent se multiplier et nous en avons déjà relevé plus de 70 !

Cependant, même avant la mort de Huggins, les choses ne parurent pas aussi simples, et l'on put constater que certaines nébuleuses offraient un spectre continu traversé de lignes sombres : ces objets étaient donc des nébuleuses renfermant des soleils incandescents, ou tout au moins des particules solides, peut-être des gaz sous pression, puisque dans cet état la matière émet aussi un spectre continu.

On le voit, même avec le spectroscope, la classification des objets nébulaires devient un problème insoluble. Aussi, faute de mieux, les astronomes modernes ont adopté la distinction suivante :

[1] *Phil. Trans.*, vol. CLIV, p. 437.

1 Nébuleuses à spectres de raies brillantes, comprenant la plupart des nébuleuses irrégulières et les nébuleuses planétaires, toutes probablement gazeuses.

2 Nébuleuses émettant un faible spectre continu sillonné de raies sombres. Presque tous les objets de cette catégorie rentrent dans la classe des nébuleuses spirales dont le télescope de Lord Ross nous avait révélé quelques spécimens, et que nos photographies actuelles nous montrent comme le type de beaucoup le plus répandu dans le ciel.

Cette classification ne vise d'ailleurs à aucune rigueur mathématique et les deux catégories sont loin de s'exclure. Les nébuleuses spirales, par exemple, offrent souvent les deux types de spectres; telles sont les nébuleuses N.G.C. 598, 1068, 5236, etc...

Ceci prouve une fois de plus que nous sommes bien en présence d'objets qui évoluent, de nébuleuses qui, de gazeuses ou pulvérulentes peut-être, arrivent lentement à la phase stellaire. Et nous revenons ainsi à la pensée dominante de Sir William Herschel.

Mais quelles surprises n'éprouverait pas le grand astronome, s'il lui était donné de contempler nos clichés photographiques ! A l'heure actuelle, même la plupart des nébuleuses irrégulières comme celle d'Orion, les annulaires comme celles de la Lyre, laissent entrevoir leur structure spiraloïde. La doctrine des anneaux nébuleux formant des satellites ou même des planètes, ces vieux principes chers aux inventeurs de systèmes cosmogoniques, ne se trouvent plus inscrits dans le ciel. La photographie à longue pose n'a pas voulu endosser la théorie des anneaux, née dans l'esprit de Laplace.

Toutefois, dès qu'il s'agit des nébuleuses planétaires qui s'apparentent par leurs spectres aux nébuleuses gazeuses, nous n'apercevons plus la loi de continuité. Celles-ci nous apparaissent, pour l'instant du moins, en dehors des règles de cette évolution cosmique qui flatte notre amour-propre instinctif de l'ordre dans le temps et dans l'espace.

Au reste, ces nébuleuses planétaires ne sont-elles pas sur

toute la ligne en opposition avec les autres ? Alors que les nébuleuses spirales manifestent une tendance à se réunir vers les pôles de la grande ceinture galactique, les planétaires affectionnent surtout le voisinage de la Voie lactée, se distinguant ainsi des premières qui ont l'air de la fuir.

3. ***Les nébuleuses spirales.*** — A mesure que se multipliaient les moyens d'investigation, il devenait de plus en plus évident que le type prédominant des nébuleuses dans le ciel était celui de la forme spirale ; un million au moins de ces nébuleuses pourraient nous être montrées par le télescope géant du mont Wilson. Comme le disait encore

Fig. 1.

Fig. 2.

H. Poincaré, « cette forme se rencontre beaucoup trop souvent pour qu'on puisse penser qu'elle est due au hasard, on comprend combien est incomplète toute théorie cosmogonique qui en fait abstraction. *Or aucune d'elles n'en rend compte d'une manière satisfaisante* [1]. » C'est pour essayer de combler cette lacune que je propose une nouvelle hypothèse. En attendant, complétons notre documentation sur ce type de nébuleuse vraiment intéressant.

La plupart des nébuleuses spirales sont à deux branches ; c'est là une caractéristique qu'avaient déjà notée les anciens observateurs, mais que nos photographies ont mise en évidence d'une manière frappante. Parfois, sans doute, ces branches se ramifient à tel point qu'on pourrait les croire triples ou quadruples ; mais un examen attentif montre qu'en somme, on peut toujours les ramener à deux principales diamétralement opposées.

[1] H. Poincaré : *op. j. cit.*, p. LXX.

Pour expliquer ce fait, See avait imaginé que la nébuleuse était formée de deux lambeaux cosmiques allongés qui, passant l'un près de l'autre, s'étaient rencontrés dans l'espace; l'une des ailes avait formé pivot, tandis que l'aile marchante s'était éloignée et finalement s'était enroulée[1] (fig. 1 et 2).

Cette théorie, on ne l'a pas assez remarqué, expliquerait assez bien pourquoi les nébuleuses spirales se dirigent généralement le bord en avant[2]; c'est-à-dire que leur mouvement propre s'effectue dans la direction de leur plan principal en suivant un angle assez voisin de ce plan; tel un disque qu'on lance avec un fort mouvement de rotation.

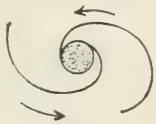


Fig. 3.

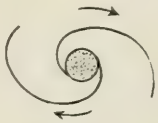


Fig. 4.

Mais l'hypothèse ne donne aucune raison pour que les deux branches de la spirale soient symétriques, et c'est là cependant l'une des caractéristiques de ces nébuleuses.

D'autre part, dans la théorie de See, le mouvement tournant se fait dans le sens du tourniquet hydraulique ou des pièces d'artifice, les bras s'enroulant comme un ressort de montre; les spires éloignées suivent le mouvement déclanché par les spires centrales; enfin, ici encore, le mouvement est centripète et non centrifuge.

Or il résulte des investigations récentes, celles en particulier de Slipher et de van Maanen que les branches spirales s'étendent au lieu de se contracter et que la rotation générale de la nébuleuse[3] a lieu dans le sens contraire à l'enroulement apparent. Ainsi la nébuleuse des Chiens de chasse (Messier 51) tournerait, non dans le sens de la figure 3, mais dans le sens des aiguilles d'une montre (fig. 4),

[1] T. J.-J. See : *Researches on the Evolution of the Stellar Systems*, vol. II : *The Capture Theory of Cosmical Evolution*, ch. XIX (A. Hermann, Paris, 1910).

[2] V. Slipher, *Proc. Phil. Soc.*, vol. LVI, n° 5, p. 403 et suiv. (1917).

[3] Slipher, *ibid.*

Planche II

Nébuleuse spirale des Chiens de chasse (Messier 51).
(D'après une photographie.)

ce qui, au premier abord, paraît tout à fait contraire aux lois de la gravitation.

D'autres, avec Arrhénius, pensent que deux astres ont pu s'approcher dans leur course intersidérale et provoquer à leurs surfaces des attractions mutuelles amenant la formation de deux marées opposées [1]. La rotation aurait développé des émissions spiraloïdes.

Il est certain que la matière échappée d'un soleil par ce processus, serait bien suffisante pour construire un cortège planétaire aussi faible que le nôtre en comparaison de la masse centrale. Mais une théorie doit être générale et s'appliquer à toutes les nébuleuses spirales connues.

Celles que nous avons mesurées avec quelque approximation sont parfois de l'ordre de grandeur de certains amas stellaires : dans leurs anneaux spiraloïdes s'enfantent, non de pauvres petits systèmes comme le nôtre, mais des agglomérations de milliers de soleils.

En admettant, par exemple, pour la nébuleuse d'Andromède, la distance donnée récemment par H. Shapley [2], qui est de 650 années-lumière, le calcul nous donne en nombres ronds un diamètre 28000 fois supérieur à celui du système solaire limité à Neptune : 9 fois la distance du Soleil à Alpha Centaure, notre voisine.

La partie nettement visible de la nébuleuse d'Orion qui, suivant Shapley [3], se trouve à une distance de 617 années-lumière, occupe dans le ciel une largeur de 5 degrés : ceci nous donne pour cette nébuleuse un diamètre tel que la lumière mettrait 50 années à la traverser. Mais c'est là un minimum ; les photographies à longue pose ont montré autour de la nébuleuse les vestiges parfaitement reconnaissables d'une vaste structure spirale [4] s'étalant sur 20 degrés carrés,

[1] Sv. Arrhénius : *L'Évolution des Mondes*, p. 170 (Béranger, Paris, 1910).

[2] *Mt. Wilson Contr.* n° 156, p. 2 et suiv.

[3] *Mt. Wilson Contr.*, n° 147. V. aussi n° 156, p. 12. Kapteyn, après une sérieuse discussion, adopte comme parallaxe pour la nébuleuse d'Orion : $0'',0054 \pm 0'',0009$, soit une distance de 190 parsecs en nombres ronds.

[4] Ranyard, *Knowledge*, vol. XII, p. 147. Cette structure spiraloïde avait été déjà mentionnée par G. P. Bond en 1861. V. *Harvard Annals*, vol. V, p. 158.

si bien qu'en fait, cette formation gigantesque s'étend sur une longueur de 200 années-lumière.

Il faudrait beaucoup de bonne volonté, croyons-nous, pour admettre que des champs célestes aussi vastes aient pu être ensemencés par un mécanisme du genre de celui que prône Arrhénius dans son *Évolution des mondes*. Nous sommes là sur un domaine de pure fantaisie, d'autant que dans le cas envisagé, nous obtenons encore des nébuleuses tournant en sens contraire de celui que réclame l'observation.

Restent les théories répulsives, faisant intervenir la pression de radiation, les projections cathodiques ou autres similaires. On peut leur opposer les mêmes objections. Là encore, les causes sont inadéquates aux effets observés; elles ont été imaginées à une époque où l'on ne pouvait se rendre compte des dimensions réelles des nébuleuses spirales les mieux connues.

Toutefois, nous pouvons pousser plus avant l'analyse et démontrer que, sans tenir compte du sens de rotation, les forces répulsives ne sauraient arriver à construire des nébuleuses possédant les caractères observés.

4. ***La forme des branches spirales est incompatible avec la théorie répulsive.*** — Considérons un noyau nébulaire expulsant des particules d'une façon continue.

Soient : ω, la vitesse angulaire de rotation de la masse centrale;
v, la vitesse des particules expulsées;
T, le temps écoulé depuis l'origine.

Au bout d'un temps quelconque t, le noyau aura tourné d'un angle

$$\theta = \omega t.$$

A ce moment il expulse une particule qui, au temps T, aura parcouru le chemin

$$r = v\,(\mathrm{T} - t);$$

on aura donc

$$r = v\left(\mathrm{T} - \frac{\theta}{\omega}\right).$$

Planche III

Grande nébuleuse d'Orion (d'après une photographie).

C'est une spirale d'Archimède (fig. 5). Sans doute la partie centrale des nébuleuses, où l'on voit les spires se presser les unes contre les autres, ressemble à toutes les spirales; mais dès qu'on atteint un certain rayon, les photographies montrent toutes des branches peu incurvées, très allongées, qui souvent semblent fuir le noyau et n'ont rien de commun avec la forme bien caractéristique de la spirale d'Archimède [1].

Voilà pour la disposition générale. Étudions maintenant d'un peu plus près le mécanisme de l'émission.

Les particules échappées sont soumises à l'action de deux forces opposées, l'une répulsive et l'autre attractive, la gravitation; elles décrivent toutes successivement des trajectoires semblables; cherchons quel est à un moment donné la figure dessinée par l'ensemble de ces particules (V. fig. 6).

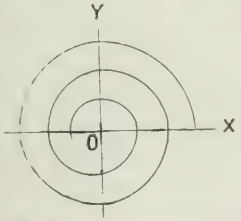


Fig. 5. — Spirale d'Archimède.

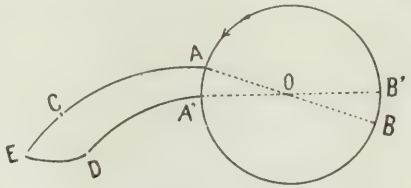


Fig. 6.

Soit l'une d'elles partie à l'origine du temps de l'extrémité A du diamètre AB. Sa vitesse réelle, en grandeur et en direction, est la résultante de sa vitesse d'expulsion et de sa vitesse d'entraînement due à la rotation de l'astre O. Au bout du temps t, elle sera parvenue en C, ayant parcouru l'arc de trajectoire AC. Un instant dt après, une seconde particule s'échappera de l'extrémité A' du même diamètre qui aura lui-même tourné d'un angle très petit AOA' que nous appellerons $d\varphi$.

A l'époque $t+dt$, elle aura décrit un arc de trajectoire A'D identique à AC; mais, pendant l'élément de

[1] Le lecteur peut se reporter aux différentes photographies et aux schémas de nébuleuses donnés dans le cours du volume.

temps dt, la particule issue de A aura continué sa marche le long de l'arc CE. Les deux particules seront au même instant $t+dt$, l'une en D, l'autre en E : l'arc DE appartient donc à la courbe cherchée.

Appelons : $d\alpha$ l'angle formé par les deux rayons vecteurs r et $r+dr$ qui vont respectivement du centre O aux deux points D et E;

$d\theta$ l'angle COE dont s'est déplacé, pendant le temps dt, le rayon vecteur OC de la particule partie de A.

Il est visible que l'angle COD est l'angle $d\varphi$ dont a tourné le diamètre AB pendant le temps dt et l'on a :

$$d\alpha + d\theta = d\varphi,$$

ou

$$d\alpha = d\varphi - d\theta.$$

Donc, quand le rayon vecteur de la courbe cherchée décroît de $r+dr$ à r, il tourne de l'angle

$$d\varphi - d\theta.$$

Supposons, maintenant, qu'un observateur soit lié au mouvement de l'astre tournant. Pendant le temps qu'une particule s'est déplacée de $d\theta$, lui-même a tourné de $d\varphi$. Il verra donc la particule se mouvoir comme si son rayon vecteur, en passant de r à $r+dr$ décrivait l'angle

$$d\theta - d\varphi.$$

Pour lui, les apparences produites par le flux des particules successivement expulsées seront identiques à la figure que dessinent à un moment donné ces mêmes particules pour un observateur immobile [1]. Or notre observateur voit les par-

[1] On peut facilement, dans le cas où l'on a obtenu l'équation de la trajectoire des particules, en déduire celle de la spirale. Remarquons, en effet, que la résultante de deux forces centrales est elle-même une force centrale et les aires sont proportionnelles au temps. On a donc, en appelant K et n des constantes :

$$r^2\, d\theta = K^2\, dt,$$

$$d\varphi = n\, dt;$$

mais, d'autre part,

$$d\alpha = d\varphi - d\theta.$$

Entre ces trois équations et celle de la trajectoire, on éliminera successi-

ticules s'échapper normalement à la surface de l'astre, c'est-à-dire dans le prolongement du diamètre AB. Les deux branches d'une nébuleuse spirale devraient donc, si une force répulsive était en cause, nous paraître nettement divergentes. Et c'est précisément ce que ne confirment pas nos photographies. Au sortir du noyau, les branches, au lieu de suivre une direction rayonnante, se détachent au contraire à peu près *tangentiellement* à la surface et font souvent plus d'un tour complet avant de s'écarter l'une de l'autre.

Concluons donc que si des forces répulsives, comme la pression de radiation, se font nécessairement sentir dans des nébuleuses brillantes, aussi bien qu'autour des soleils, ces forces n'entrent que pour une part extrêmement faible dans la construction des branches spirales.

Il faudra dès lors chercher ailleurs la véritable explication de ces formations, qui paraissent défier jusqu'ici nos moyens d'interprétation.

5. ***La matière nébulaire.*** — Les hypothèses cosmogoniques faisant intervenir les forces répulsives ne sauraient d'ailleurs, remarquons-le en passant, donner l'ultime solution du problème de l'évolution des mondes. Une masse nébulaire qui se viderait constamment de son contenu pendant des millions d'années finirait par se détruire elle-même. Que deviendraient également les matériaux expulsés ? Ils reformeraient, répond-on, une autre nébuleuse. Alors la question reste entière et il s'agit précisément de chercher le mécanisme de cette nouvelle construction. De toute façon,

vement φ, θ et t, et on aura une équation entre r et α : c'est celle de la spirale.

Si, par exemple, la trajectoire est une section conique ayant pour équation :

$$r = \frac{p}{e \cos \theta \pm 1},$$

on trouve pour la spirale :

$$d\alpha = \frac{-pr\,dr}{\sqrt{(e^2-1)r^2 \pm 2pr - p^2}} \left(\frac{n}{K^2} - \frac{1}{r^2}\right),$$

équation facile à intégrer.

c'est à la gravitation qu'il faudra s'adresser pour regrouper les particules dispersées. En fait, telle fut la tâche que se sont imposée les cosmogonies : au début, le postulat est presque identique; seul, le mécanisme diffère.

De quelque côté qu'on envisage le problème, on ne saurait échapper à la conclusion que, primitivement, la matière était moins condensée qu'à l'heure actuelle et que les vides des espaces célestes — vides constatés et tout relatifs d'ailleurs — se sont créés au profit des noyaux nébuleux ou stellaires qui ont attiré vers eux les particules avoisinantes.

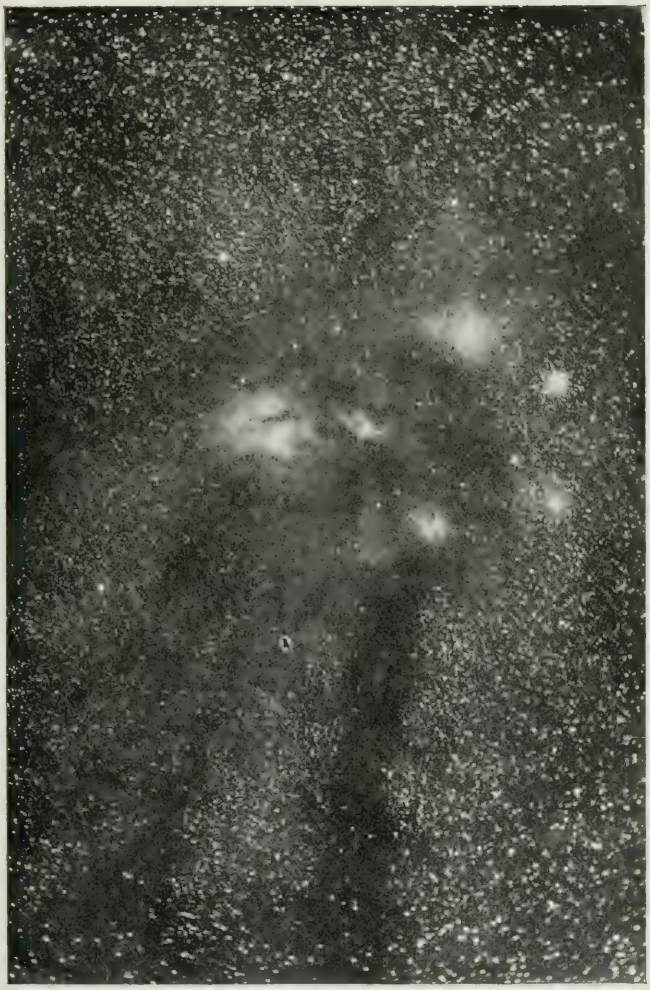
Cette manière de concevoir l'état primordial de l'univers semble de plus en plus en harmonie avec les constatations récentes.

William Herschel l'avait déjà remarqué au cours de ses sondages célestes, il existe dans le ciel des régions vides d'étoiles qui, dans la plupart des cas, paraissent plus sombres même que les parties de la voûte céleste où les astres sont raréfiés. Cette structure est surtout remarquable en pleine Voie lactée, à côté des plus brillants nuages stellaires. L'endroit dénommé « Sac à charbon » et visible dans l'hémisphère austral en est le plus bel exemple; mais, sous nos latitudes septentrionales, le phénomène est encore assez accusé pour qu'il ne puisse échapper à un observateur attentif.

Or, comme l'accumulation des étoiles dans le plan de la Voie lactée ne tient qu'à un effet de perspective dû à notre position très voisine de ce plan, il paraît déjà bien improbable que ces vides apparents puissent correspondre à des vides réels. Dans cette dernière hypothèse, il faudrait admettre que ces sortes de tunnels, dont la longueur pénètre toutes les strates stellaires de la Galaxie, ont leurs grands axes respectifs exactement dirigés dans le sens de notre rayon visuel. Passe encore si nous occupions une situation centrale, mais tel n'est pas le cas!

Nos photographies n'ont fait que renchérir sur les données visuelles. Elles nous ont appris, en particulier, que le plus souvent les espaces vides ressemblent à de grandes lanières

Planche IV



Nuages et courants de matière noire associés à des objets nébulaires dans la constellation d'Ophiucus.

sombres plus ou moins contournées aboutissant ordinairement, soit à une étoile brillante, soit à une nébuleuse.

Cette remarque est à rapprocher d'un fait bien connu et que citent tous les biographes du vieil Herschel. Lorsque l'astronome rencontrait dans le champ de son télescope ces régions vides d'étoiles : « Préparez-vous à écrire disait-il à sa sœur Caroline qui l'assistait dans ses observations, voici bientôt une nébuleuse [1]. » Les espaces noirs près de θ et ρ Ophiucus et qui ont été signalés par Barnard sont vraiment remarquables à cet égard; mais, ainsi que l'a montré cet habile observateur, dans plusieurs cas les vides sont remplis, en tout ou en partie, d'une sorte de lumière diffuse au sein de laquelle apparaissent des taches plus sombres.

L'hypothèse des « trous noirs » perdait donc de plus en plus du terrain. Nous avions affaire, non à des vides, mais à des matériaux sombres alimentant les noyaux nébulaires et peut-être les étoiles.

La question en était là lorsqu'en 1917, M. Max Wof élucida complètement la question : les bords de ces vides apparents manifestent très souvent des traces de luminosité, de self-phosphorescence, et les étoiles vues à travers ces nuages demi-transparents sont affectées dans leur spectre de la raie nébulaire bien connue [2].

Nous sommes donc en présence d'une matière non encore condensée autour d'un noyau défini. Plus récemment encore, Miss M. L. Heger montrait que certaines catégories d'étoiles laissent apparaître des lignes *fixes* du calcium et du sodium [3], ce qui semble prouver que ces astres sont vus à travers des nuages cosmiques renfermant ces éléments, nuages qui ne participent pas au mouvement propre des étoiles situées derrière eux.

Fait, enfin, digne d'être rapproché de ces particularités intéressantes, cette même matière, nous l'avons découverte au sein des nébuleuses où elle se montre tantôt sous la

[1] V. *Philos. Trans.*, vol. LXXIV, p. 449.
[2] V. *Revue du Ciel*, sept. 1917.
[3] V. *Revue du Ciel*, juin 1920.

forme de petites taches noires comme dans Messier 8 du Sagittaire, tantôt largement répandue sur les branches des spirales qu'elle assombrit par absorption ; parfois, elle donne naissance à des anneaux sombres alternant avec des anneaux brillants : tel est le cas de la nébuleuse d'Andromède ; ou bien la matière noire est reléguée à la périphérie, isolant le noyau lumineux du reste du ciel et justifiant ainsi les vides apparents déjà remarqués par Herschel.

D'après M. Espin, c'est sans doute dans cette particularité qu'il faudrait chercher l'explication des nébuleuses planétaires souvent entourées d'anneaux alternativement lumineux et sombres et qui finissent toujours par se transformer en spirales.

Ainsi, l'ensemble des faits observés nous accule à cette conclusion qu'il existe dans les espaces célestes des nuages cosmiques alimentant les nébuleuses. Suivant encore M. Espin, les innombrables nébuleuses spirales voisines des pôles galactiques seraient des points où l'énergie est active au sein de masses inactives, et c'est en cette région que se rencontrerait actuellement la matière noire en plus grande abondance. Sans vouloir acquiescer complètement à ces dernières vues encore hypothétiques, contentons-nous de constater qu'il existe sûrement au sein de la Voie lactée de nombreuses traînées de matériaux sombres, le plus souvent disposées parallèlement au plan général de la Galaxie et associées à la présence de nébuleuses ou d'étoiles nébulaires. Enfin, seconde remarque capitale pour l'objet de notre étude, l'existence de ces traînées accuse avec la dernière évidence que leurs parties constitutives ont été amenées et distribuées par de vastes courants qui subsistent probablement à l'heure actuelle.

6. ***Les courants stellaires.*** — A la réflexion, l'existence de courants de matière nébulaire dans les espaces célestes est tout à fait conforme aux plus récentes acquisitions dans le monde stellaire. Il n'existe pas une étoile, — donc pas un soleil, — qui ne soit animée d'un mouvement propre attei-

gnant en moyenne 30 à 40 kilomètres à la seconde. Les nébuleuses n'échappent pas à cette loi et leurs vitesses sont même bien supérieures à celles des étoiles. Si donc les astres naissent de matériaux plus ou moins épars, il n'est pas étonnant que leur formation, résultant de la condensation de ces derniers, ait lieu au sein même des courants nébulaires.

C'est là un point capital qui semble avoir échappé à la plupart des anciens cosmogonistes. Kant et Laplace peuvent invoquer une excuse : l'étude des mouvements propres des systèmes stellaires est une conquête relativement moderne, mais il est vraiment extraordinaire que les auteurs des cosmogonies plus récentes aient négligé, pour la plupart, cette particularité qui s'imposait. Ni Faye [1], ni le colonel du Ligondès [2] ne font allusion à ce mouvement ; ce dernier aurait cependant trouvé là une cause qu'il postulait à l'aplatissement de sa nébuleuse grossièrement sphérique. Mais, à cette époque, nous étions encore dans l'ère de ce que j'appellerais volontiers la cosmogonie statique, par opposition à la cosmogonie dynamique des auteurs contemporains.

La nébuleuse de See, celle de Chamberlain et Moulton [3] supposent bien le mouvement ; mais il faut arriver jusqu'aux théories de M. E. Belot [4] pour voir la vitesse propre du Soleil intervenir d'une façon active dans la construction de la nébuleuse d'où sortira le système solaire. C'est en ce sens que *l'Essai de cosmogonie tourbillonnaire*, dû à ce dernier auteur, marque une date dans l'histoire des théories relatives à la formation des Mondes. Je dirai plus tard comment, malgré certaines apparences, le système que je propose aujourd'hui diffère totalement de celui de M. Belot qui a été loué, bien que critiqué en même temps, par Henri Poincaré, et je reviens aux mouvements stellaires.

[1] H. Faye : *Sur l'Origine du monde*, édit. de 1884 (Gauthier-Villars, Paris).

[2] R. du Ligondès : *Formation mécanique du système du monde* (Gauthier-Villars, Paris, 1897).

[3] V. *Astroph. Journ.*, t. III, p. 481.

[4] E. Belot : *Essai de Cosmogonie tourbillonnaire*, 1911 (Gauthier-Villars, Paris).

Le premier résultat des méthodes employées pour la détermination de ces mouvements propres, le principe, en particulier, de Doppler-Fizeau, appliqué aux vitesses radiales, fut de montrer que les directions sembleraient être régies par le hasard, telles les molécules des gaz dans une enceinte fermée. Cependant, peu à peu, les statistiques s'accumulant, il apparut que ces mouvements n'étaient désordonnés qu'en apparence. Kapteyn les réduisit à deux principaux ; ainsi naquit la théorie du *double courant* [1]. Les étoiles, d'après cet astronome, se grouperaient en deux essaims de directions différentes et notre Soleil serait attaché à l'un d'eux. Cette hypothèse audacieuse n'a pas reçu de plus ample confirmation, et, il faut l'avouer, les statistiques sur lesquelles elle s'appuie sont sujettes à diverses interprétations. Quoi qu'il en soit, les recherches amorcées conduisirent à des résultats tout à fait remarquables, mais dans une voie quelque peu différente de la première. On se mit résolument à l'étude des courants groupant plusieurs étoiles.

Le sujet n'était pas tout à fait nouveau, puisque W. Herschel et surtout Proctor avaient déjà attiré l'attention sur ce point, mais on l'abordait avec des méthodes perfectionnées.

A l'œil nu, les observateurs les moins attentifs ont de tout temps remarqué des groupes stellaires accusant des formes bien définies : l'Éridan, le Scorpion, les Poissons, Persée, l'Aigle, les Couronnes boréale et australe nous en montrent des exemples familiers. Cependant il peut y avoir là un simple effet de perspective; il n'en est plus de même, toutefois, lorsqu'il s'agit des étoiles faibles enregistrées par milliers sur certains clichés.

Dans une portion du Sagittaire, par exemple, la disposition régulière en figures géométriques est si apparente qu'il est impossible de la croire accidentelle. Et ce fut la conclusion que M. Backhouse tira de ses nombreuses études à ce sujet.

[1] V. Th. Moreux : *La Dualité de notre Univers. Cosmos*, 1908, p. 378. V. Discours de Kapteyn au Congr. des Arts et Sc. à Saint-Louis, 1907. Le courant I aurait pour coordonnées : $\alpha = 18^h$ et $\delta = +18^o$; le courant II : $\alpha = 7^h\,30^m$ et $\delta = +58^o$.

Cependant la loi s'applique encore à certaines étoiles brillantes dont nous connaissons la parallaxe. Prenons une constellation comme celle de la Grande Ourse, l'une des plus remarquées dans le ciel : les étoiles β, γ, δ, ε et ζ forment un véritable système dont les composantes se meuvent à la même vitesse (33 kilom. par sec.) et se dirigent vers un point commun dont les coordonnées sont voisines de l'un des apex de Kapteyn [1]; on aura une idée de l'étendue de ce vaste courant stellaire si nous ajoutons que ces étoiles sont séparées entre elles par d'énormes intervalles de l'ordre de 130 années-lumière.

Cette loi s'applique même à des étoiles fort éloignées les unes des autres en apparence, comme Sirius, β Cocher, 37 Grande Ourse, δ Lion, α Couronne boréale, etc., soit en tout 10 étoiles.

Or, non seulement ces astres voyagent de concert, mais ils sont contenus dans un même plan et seraient à peu près en ligne droite. D'après le Dr Hertzprung, ils convergent vers une même région vide du Lynx, avec une vitesse de 18 km. 4 par seconde.

Plus récemment, M. Stroobant, de Bruxelles, a pu montrer que notre Soleil lui-même fait partie d'un courant qui réunit sur une même trajectoire : α Cassiopée, β Persée, α Scorpion, α Persée, γ Cygne, ε Pégase et α de la même constellation. Toutes ces étoiles ont un apex commun et des vitesses sensiblement égales. Les dernières recherches de cet astronome tendent même à établir que beaucoup d'autres étoiles, γ Pégase, γ Persée, ζ Gémeaux, α de l'Hydre, ε et η Pégase, appartiendraient aussi à ce long courant stellaire [2].

On pourrait multiplier les exemples de ce genre. Ceux que

[1] Ces coordonnées sont celles du courant I de Kapteyn, dont nous avons donné les valeurs dans la note 20 : 18^h et $+18^o$; celles de l'apex solaire, toujours d'après Kapteyn, seraient : $\alpha = 17^h\ 45^m$; $\delta = +31^o$. Nous reviendrons sur la position de cet apex au cours de ce volume.

[2] D'après les beaux dessins de la Voie lactée du Dr Bœddicker, la Galaxie elle-même serait, d'une façon générale, composée de courants d'étoiles et de groupements de petites étoiles et ne représenterait pas un disque plat et fendu, comme on l'a cru longtemps.

nous venons de donner suffisent à établir notre thèse : il existe dans le ciel de véritables processions de soleils, montrant qu'il doit y avoir une étroite connexion entre l'emplacement qu'occupent les étoiles et la structure des courants nébulaires dont elles sont issues.

7. ***Position présente de l'hypothèse nébulaire.*** — « Une hypothèse cosmogonique, pour être complète et répondre au sens même du mot, devrait prendre la matière à l'état primitif où elle est sortie des mains du Créateur, avec ses propriétés et ses lois, et, par l'application des principes de la Mécanique, en faire surgir l'Univers entier tel qu'il existe aujourd'hui [1]. » Pour le système solaire en particulier, « le problème se pose en termes très nets : expliquer comment une même matière a pu, en obéissant aux lois de Newton, donner naissance à des corps, soleils, planètes et satellites [2] » remplissant les conditions que l'Astronomie nous a révélées. Telles sont les idées qu'émettait Wolf en 1884, à l'occasion de l'examen des hypothèses de Kant, de Laplace et de Faye; elles contiennent un merveilleux programme ; elles nous montrent plutôt le but presque intangible vers lequel doivent tendre nos efforts.... sans espoir, hélas! de l'atteindre jamais. Wolf nous parle de la matière à l'état primitif où elle est sortie des mains du Créateur ; de son temps, on pouvait encore disserter sur l'atome ultime, sur la dernière particule constitutive de la substance matérielle; depuis, l'élément envisagé par Kant, Laplace et leurs successeurs s'est montré singulièrement complexe : les physiciens l'ont divisé en ions et en électrons, et nous avons aujourd'hui les meilleures raisons de croire que notre schéma de l'atome n'est que la représentation grossière d'une réalité en fait beaucoup plus compliquée.

Se bornât-on à construire un modèle d'évolution stellaire en partant de l'atome ou de la molécule tout formés, on se heurte à des difficultés mécaniques insurmontables.

[1] C. Wolf : *Les Hypothèses cosmogoniques*, p. 1 (Gauthier-Villars, Paris, 1886).

[2] C. Wolf : *op. j. cit.*, p. 6.

Il faut lire, dans les *Leçons sur les hypothèses cosmogoniques,* les critiques de H. Poincaré à la théorie du colonel du Ligondès, pour entrevoir dans quel labyrinthe inextricable s'engagent les auteurs qui ont voulu placer les atomes et les molécules à la base de leurs cosmogonies. Le physicien, en la circonstance, acquiert en effet droit de contrôle : à une masse ainsi formée, il applique aussitôt la loi de Maxwell sur la répartition des vitesses et constate que, loin de se faire d'une façon continue, la condensation, si elle a lieu en certains endroits, se détruira d'elle-même tôt ou tard.

Pour qu'il y ait condensation, il faut des chocs avec perte de force vive et cela ne peut avoir lieu qu'avec des corps mous, non élastiques. Les molécules gazeuses n'entreront donc pas dans ce cadre; et puis, dans un milieu aussi raréfié que les nébuleuses envisagées par les anciens auteurs, les rencontres doivent être rares; chaque molécule, on l'a calculé, subirait un choc tous les mille ans. Encore faudrait-il s'entendre sur le mot choc; en passant les unes près des autres, les particules esquisseraient tout au plus une simple déviation : c'est ce que Poincaré appelle des demi-chocs et ceux-là n'amèneraient jamais une condensation. Bref, en faisant le compte des demi-chocs et des chocs proprement dits, en admettant ces derniers possibles, on arrive à cette conclusion que les uns et les autres seraient en nombre égal, et l'existence de noyaux définis deviendrait tout à fait problématique [1].

On a imaginé de tourner l'obstacle en substituant aux molécules des corps tout formés, une matière déjà évoluée, quelque chose comme des météorites, conformément aux idées de sir Norman Lockyer; mais notons que dans le cas où la loi d'attraction n'est pas due à un noyau prédominant, sir Georges Darwin nous démontrera qu'un essaim météorique est entièrement assimilable aux molécules vagabondes des gaz; si, par hasard, quelques agglomérations parviennent à se former, nous verrons de nouveau surgir le *démon* auto-

[1] V. H. Poincaré : *op. j. cit.*, pp. III et suiv.

matique de Maxwell, organisateur du chaos; masses informes au début, les nébuleuses de Kant, de Faye et de du Ligondès seront vouées à la stérilité, et l'on ne peut plus parler d'évolution [1].

Comment allons-nous sortir de cette impasse? Je ne vois qu'un seul moyen. Tout d'abord, faire un aveu de notre complète ignorance sur l'état initial de la matière; laisser aux physiciens le soin de chercher à résoudre cette énigme et construire notre nébuleuse avec des matériaux bien définis, auxquels nous pourrons sans crainte appliquer les lois indiscutables de la Mécanique et de la Thermodynamique.

Entrons à ce sujet dans quelques explications pour éviter toute objection ultérieure. Nous avons vu (n° 2) qu'à côté des nébuleuses purement gazeuses, il en existe d'autres à spectre différent, qui semblent manifester un état pulvérulent plus avancé; mais c'est par une hypothèse toute gratuite que nous plaçons les premières avant les secondes dans le cycle de l'évolution que nous imaginons. Cette matière pulvérulente, météorique, dont sont formées les étoiles filantes et la lumière zodiacale, peut-être aussi les anneaux de Saturne, qu'est-elle en définitive? Nous représente-t-elle un état évolué ou un stade primitif? Il y a quelques dizaines d'années, chimistes et physiciens n'auraient pas hésité à répondre. Aujourd'hui, nous sommes moins prétentieux et nous devons avouer que la question n'est pas mûre pour une solution.

Alors, de deux choses l'une, ou bien ce sont les gaz qui, par l'agglomération de leurs molécules, ont formé les matériaux météoriques et, dans ce cas, le mécanisme de cette formation nous échappant, nous avons tout avantage à nous en tenir à une matière bien déterminée et dont les propriétés mécaniques sont admises sans conteste; ou bien la substance primordiale s'est pour ainsi dire cristallisée, sublimée en particules solides donnant naissance à ces matériaux

[1] V. Th. Moreux : *Les progrès de la Cosmogonie depuis son origine*, dans *Scientia* (déc. 1917).

météoriques dont les chocs mutuels ont développé assez de chaleur pour engendrer l'état gazeux, et, dans cette hypothèse, les météorites resteront encore le substratum de notre édifice.

Ainsi, quelles que soient nos préférences pour l'un ou l'autre mécanisme, pratiquement, si nous avons la louable ambition de donner une base sérieuse à nos investigations, nous en sommes réduits à opter pour les météores.

On objectera de nouveau la loi de Maxwell que Darwin va nous appliquer, mais cette loi ne joue plus dès que nous nous donnons une masse centrale attirante, auquel cas nos météorites seront astreintes à circuler sur des orbites bien définies, suivant les lois déterminées et très précises de la gravitation.

Que plus tard la théorie intra-atomique puisse nous permettre de pénétrer plus avant dans le problème de l'évolution inorganique et de résoudre l'énigme de l'état nébulaire primordial, nous applaudirons à ces nouvelles conquêtes et il ne restera plus à nos successeurs — du moins nous l'espérons, — que d'approfondir les assises de notre hypothèse, appuyée déjà sur des faits indiscutables et sur les lois intangibles de la Mécanique céleste.

Si une telle position vis-à-vis du *Problème cosmogonique* avait besoin d'être encore justifiée, on me permettrait peut-être, en terminant ce chapitre, de citer les lignes que j'écrivais au lendemain du jour où mon ami le colonel du Ligondès venait apporter sa pierre à l'édifice glorieusement commencé par d'illustres prédécesseurs : « Du moment où la Mécanique prend possession d'une science, on peut tout en attendre et tout lui demander ; elle sort des langes du berceau pour entrer dans une ère nouvelle[1]. » — « C'est qu'en effet, ajouterai-je avec Cornu, la Mécanique est la plus parfaite des sciences rationnelles issues des sciences d'observa-

[1] Th. Moreux : *Progrès récents de la Cosmogonie*, dans *Rev. des Quest. scientif.*, p. 460. T. 41, 1897.

tion : elle emprunte aux sciences abstraites les méthodes rigoureuses et se retrempe, à chaque pas, aux sources fécondes de l'expérience en demandant aux faits la vérification des conceptions nécessairement incomplètes qu'on peut faire entrer dans le calcul. Elle a l'avantage de posséder à la fois les deux leviers les plus puissants de l'esprit humain : l'analyse mathématique et l'expérience [1]. »

[1] A. Cornu : *L'École polytechnique*, dans *Rev. Gén. des Sc.*, 15 nov. 1896.

Planche V

Nébuleuse d'Andromède. (D'après une photographie.)

CHAPITRE II

COMMENT NAISSENT LES NÉBULEUSES

Le résultat des recherches modernes, nous l'avons suffisamment démontré au chapitre précédent, nous incite à penser que les étoiles, tout au moins dans notre Voie lactée, sont disposées en longues processions qui réunissent un nombre plus ou moins grand d'astres distincts se dirigeant vers un point commun. Evidemment, chacun de ces soleils faisait partie, avant sa condensation, d'un même courant cosmique auquel il a dû emprunter ses matériaux constitutifs.

8. ***Conditions requises pour la formation d'une nébuleuse.*** — Par quel mécanisme ce courant s'est-il partagé en tronçons, pour donner naissance à des sphéroïdes plus ou moins agglomérés? C'est ce que nous aurons l'occasion de rechercher dans la suite (V. n° 18); mais un tel processus, de l'avis de tous les cosmogonistes, ne saurait présenter de réelles difficultés. Celles-ci, en effet, ne commencent qu'à partir du moment où il faut expliquer comment une masse gazeuse, pulvérulente et météorique, va s'entourer d'excroissances spiraloïdes faisant corps avec elle ; en un mot, comment un soleil embryonnaire deviendra une nébuleuse spirale à deux branches diamétralement opposées.

Ce pas franchi, les auteurs contemporains l'ont bien compris, la naissance des planètes aux dépens de ces deux appendices spiraloïdes sera une tâche relativement facile; leurs parties constitutives peuvent très bien, en effet, sous

l'empire de la masse centrale, décrire des trajectoires généralement elliptiques; mais, la résistance aidant, les orbites deviendront sensiblement circulaires avec le temps.

Toute la question revient donc à imaginer une cause capable de créer une nébulosité autour d'un astre manifestant un début de condensation, puis d'arranger ce milieu adventice en deux branches spirales.

Or, jusqu'ici, tous les essais, ainsi que le constatait H. Poincaré, ont été infructueux.

See supposait une masse nébulaire agglomérée rencontrant au hasard de sa route des météores voyageurs qu'elle s'empressait de capturer. Mais l'ordre de grandeur des vitesses pour la masse centrale et pour les météores doit être sensiblement le même: et c'est un fait d'expérience qu'il atteint au minimum une vingtaine de kilomètres à la seconde. Dans ces conditions, les trajectoires des météores, même soumis à l'influence d'une énorme masse attirante, restent hyperboliques[1] et il ne saurait être question de capture. Pour que cette dernière soit sûrement réalisée, See imagine que les particules rencontrées pénètrent dans le milieu résistant entourant le noyau attractif, d'où perte de force vive par les chocs, diminution de vitesse et, par suite, transformation des trajectoires, qui deviennent elliptiques. Mais alors, pourquoi la capture a-t-elle lieu dans un plan unique, celui où circule les planètes? Et pourquoi deux branches spirales seulement?

L'objection est capitale: M. Belot essaie de tourner la difficulté en s'adressant non pas à des météores isolés, mais à un nuage cosmique amorphe. Malheureusement, hanté par l'idée que les mouvements des planètes sont sensiblement circulaires, cet auteur crée pour les besoins de sa cause un état particulier de la masse qui s'enfonce dans la nébuleuse amorphe: cette masse, il lui donne la forme d'un *tube-tourbillon gazeux*. En pénétrant la nébuleuse amorphe, ce tube va s'écraser; la première rencontre donnera un anneau qui

[1] Le lecteur en verra la démonstration à propos de la formation du système solaire, 2e partie.

s'étalera; le reste du tube prendra sa place et ainsi de suite. Au prix d'une série d'hypothèses singulièrement compliquées et *arbitraires*, — le mot est de Poincaré, — M. Belot arrive à construire péniblement le système solaire.

Je n'ai pas du tout l'intention d'exposer ni de réfuter semblable théorie, où l'auteur est réduit à tabler sur des vitesses de translation atteignant 75 000 kilomètres par seconde, à imaginer des tubes tourbillonnants, à utiliser des forces encore mal connues, comme la pression de radiation, à négliger l'attraction du soleil central, etc. Si j'ai autant insisté sur les deux hypothèses précédentes, c'est uniquement dans un but intéressé : je ne voudrais pas encourir le reproche d'avoir copié l'une ou l'autre des deux théories, et l'exposé très sommaire que je viens d'en faire suffira pour écarter toute confusion.

C'est qu'en fait et pour les raisons déjà exposées (n° 7), je pense qu'il faut partir d'une masse nébulaire déjà condensée, — à la façon dont See l'imagine, — masse qui sera douée d'un mouvement propre analogue à celui des étoiles, pour servir de noyau à notre future nébuleuse.

Mais à cette masse il faut adjoindre d'autres matériaux, et ceci s'impose avec la dernière évidence. Ni un noyau nébuleux de matière condensée, ni un soleil déjà formé ne sont capables, par leur activité propre, de donner naissance à une nébuleuse, à plus forte raison à une nébuleuse spirale. Si une étoile ne rencontre aucun obstacle sur sa route, même en utilisant les forces répulsives, elle ne pourra que poursuivre sa condensation. L'échec subi par l'hypothèse de Laplace en est la meilleure preuve. Ce savant géomètre avait eu l'idée de chercher dans la contraction d'une masse gazeuse l'accélération de la rotation initiale; l'aplatissement qui devait en résulter amenait la formation d'anneaux générateurs de planètes, et celles-ci à leur tour, par un mécanisme analogue, fournissaient des satellites.

Je n'ignore pas que tout récemment on a fait grand bruit autour de théories qui arriveraient à expliquer la formation des nombreuses étoiles doubles aperçues dans le ciel ou

décelées par la spectroscopie; ces théories, a-t-on ajouté, ne seraient que l'application du cas particulier envisagé par Laplace[1]. Nous ne saurions trop nous méfier des hypothèses incontrôlables, qui sont nées exclusivement de la spéculation mathématique et qui ne s'appuient pas sur l'expérience. Tout ce que nous pouvons affirmer à l'heure actuelle, c'est que l'hypothèse de Laplace, malgré des travaux de défense d'une habileté incontestable, n'a pu résister aux objections de la Thermodynamique et qu'elle s'est montrée radicalement impuissante à expliquer les nouvelles acquisitions des astronomes dans le domaine solaire. Elle restera, nous le répétons à dessein, comme un témoignage illustre de la stérilité à laquelle serait vouée une masse nébuleuse roulant solitaire dans les espaces intersidéraux.

Toutefois, l'adjuvant nécessaire, celui dont une étoile a besoin pour construire, s'il y a lieu, son édifice complexe de planètes, de satellites et de comètes, où le prendra-t-elle? Ni les météores épars de See, ni la nébuleuse amorphe de M. Belot ne sauraient le lui fournir.

Mais il reste les grands courants météoriques dont nous avons constaté l'existence; ceux-ci, tout nous porte à le croire, devaient, aux temps antérieurs, être distribués dans l'espace avec une incroyable prodigalité. La traversée par une masse nébulaire d'un de ces courants ne nous donnerait-elle pas le mot de l'énigme? C'est précisément ce que nous allons voir.

9. ***Énoncé du problème***. — Envisageons le cas général du problème à résoudre; nous pouvons l'énoncer ainsi :

Étant donnés, d'une part, une masse attirante douée d'un mouvement propre, d'autre part, un essaim de météores décrivant des trajectoires parallèles avec une vitesse du même ordre de grandeur que la masse précédente, quelles seront les conséquences de la rencontre?

Précisons maintenant quelques données importantes : La

[1] V. *Revue du Ciel*, mai 1919, p. 611.

masse qui pénètre au sein du courant météorique peut être à l'état nébulaire fortement condensé ou ressembler à un soleil tout formé; la seule condition que nous lui imposerons sera d'être attirante, conformément aux lois de la gravitation newtonienne

Quant au nuage cosmique, nous le supposerons essentiellement composé de météores largement espacés — ce qui exclut toute idée de résistance bien accusée — et décrivant des trajectoires parallèles entre elles. Ces parties constitutives ayant même direction et même vitesse, leur ensemble peut être comparé à un long courant météorique de large épaisseur; quant à leur nature intime, nous avons déjà dit nos idées à ce sujet (n° 7); on aurait tort de croire que nous les assimilons à des grains de sable, par exemple; nous pouvons adopter les vues de Sir Normann Lockyer sur leur état physique; ces météores peuvent être des particules microscopiques; tout ce que nous leur demandons, c'est de présenter des propriétés mécaniques définies, d'être assimilables, en un mot, à des corps mous dénués d'élasticité.

Un tel postulat, je ne saurais le dissimuler, constitue quelque chose de choquant pour notre esprit, qui essaie toujours de remonter plus avant; mais il représente le minimum de ce que nous pouvons actuellement demander à une théorie cosmogonique, tant que physiciens et chimistes ne seront pas parvenus à résoudre le mystère de l'évolution de la substance matérielle, donc à nous fournir une base plus fondamentale, pour ainsi parler, sur laquelle nous asseoirons nos spéculations relatives à l'organisation du chaos.

Revenons maintenant à notre problème et remarquons enfin que, dès sa pénétration dans le courant cosmique, notre masse attirante exercera une attraction sur les particules éparses; nous appellerons *sphère d'action* de cette masse le volume sphérique dont elle occupera le centre et dont tous les points seront caractérisés par ce fait que, pour eux, l'attraction vers la masse centrale sera supérieure à celle qu'ils subissent de la part de l'ensemble des météores.

En étudiant l'application des résultats obtenus à la forma-

tion du système solaire, nous aurons à déterminer l'ordre de grandeur que nous devrons donner aux vitesses des corps envisagés; mais d'ores et déjà nous pouvons constater que nous ne changerons rien aux données du problème en supposant que la masse attirante principale est immobile et que les météores sont animés d'un *mouvement relatif* vis-à-vis de cette masse centrale.

Le problème étant ainsi nettement posé, il est facile de pressentir dès maintenant la solution à laquelle nous allons aboutir.

Tout d'abord, les particules (ou météores) situées devant la masse attirante se précipiteront sur elle en ligne droite, tel

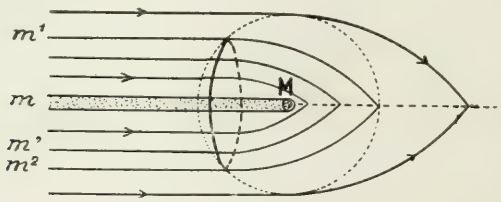


Fig. 7. — M, masse centrale; *m*M, faisceau de capture directe; deux météores symétriquement placés, m^1, m^2, se rencontrent sur l'axe de symétrie (*m*M, prolongé).

un faisceau continu de projectiles dirigés contre une cible : c'est la capture directe (fig. 7).

Tous les autres météores, c'est-à-dire ceux qui, dans l'espace, entourent ce premier faisceau, subiront une déviation de la part du noyau central, dès leur entrée dans la sphère d'action ; de droites qu'elles étaient, les trajectoires s'infléchiront plus ou moins suivant leur distance au faisceau rectiligne. Toutes décriront des arcs incurvés de sections coniques. Il importe peu, d'ailleurs, que ces courbes soient elliptiques, paraboliques ou hyperboliques; ce qui est certain, c'est que les météores voyageant sur ces routes infléchies finiront par se rencontrer à un moment donné derrière la masse attirante, et leurs chocs se répartiront tous sur le pro-

longement du faisceau rectiligne dirigé sur la partie avant de cette masse. A partir de cet instant, en raison de la perte de force vive due aux chocs, les météores s'éloigneront encore en ligne droite de la masse centrale, mais avec une vitesse considérablement diminuée. Certains, les plus éloignés, réussiront à franchir la limite de la sphère d'action et seront dès lors perdus pour la nébuleuse future; mais tous les autres, après un parcours variable, retomberont sur la masse centrale et seront capturés. Tels sont les différentes phases des phénomènes dont nous avons largement esquissé le mécanisme que nous nous proposons maintenant de soumettre à un calcul plus rigoureux.

10. ***Problème fondamental.*** — Le problème à résoudre peut donc être ramené à celui-ci :

Quelle influence une masse attirante M *immobile exerce-t-elle sur un milieu mobile de météores où elle se trouve plongée?*

Les météores sont supposés décrire des trajectoires parallèles avec une vitesse constante v et la masse M posséder un rayon d'action égale à r.

Dès que les météores auront pénétré dans cette sphère d'action, ils seront soumis à l'attraction de la masse M (μ représentera cette attraction) et décriront une conique.

Nous pouvons dès maintenant diviser ces metéores en deux groupes :

1) Ceux qui tombent directement sur la masse centrale. Ils suivront la droite mM, et la largeur du faisceau ainsi projeté sera, au début, sensiblement égale au diamètre de la masse nébulaire. Pour ces amas c'est la capture *directe*.

2) Pour tous les autres météores abordant la sphère d'action, la capture est possible en certaines circonstances que nous aurons à déterminer; mais, dans tous les cas, elle ne saurait être *qu'indirecte*, ainsi que nous le démontrerons.

Les météores formant un certain angle λ avec le rayon vecteur r (rayon de la sphère d'action) verront leurs trajectoires respectives s'infléchir symétriquement du fait de l'at-

traction de la masse centrale M. Leurs orbites auront donc une intersection en arrière de M, sur le prolongement de mM; il s'agit de fixer pour chaque cas la distance ρ où aura lieu cette intersection.

11. ***Valeur du vecteur ρ en fonction de λ.*** — Rappelons quelques formules de Mécanique céleste.

Lorsqu'un point matériel est attiré par un centre fixe suivant la loi newtonienne, c'est-à-dire en raison inverse du carré de la distance, ce point décrit une conique. La valeur du rayon vecteur r est égale à

$$(1) \qquad \frac{\frac{C^2}{\mu}}{1 - \sqrt{1 + \frac{bC^2}{\mu^2}} \cos(\theta - \omega)},$$

formule dans laquelle C est la double constante des aires, b une constante arbitraire égale à $\frac{2\mu}{r} - v^2$,[1] tandis que μ représente la force accélératrice à l'unité de distance.

On voit en effet que cette courbe est une conique, car l'équation générale d'une section de ce genre rapportée à un foyer et à un axe polaire, faisant un angle ω avec l'axe qui passe par le foyer, est[2], e désignant l'excentricité et p le demi-paramètre,

$$(2) \qquad r = \frac{p}{1 + e \cos(\theta - \omega)}.$$

Si dans (2) nous faisons $r = p$ (demi-paramètre), l'équation devient :

$$r = \frac{C^2}{\mu}.$$

Revenons maintenant à notre problème (V. fig. 8).

[1] v représente ici la vitesse à l'extrémité du rayon vecteur.

[2] Cette équation n'est autre que celle-ci plus employée :

$$r = \frac{p}{1 + e \cos v},$$

dans laquelle v représente l'anomalie vraie, comme $\theta - \omega$.

Soient : λ l'angle de la direction des météores à l'extrémité de r;
ρ le vecteur à évaluer;
v la vitesse propre et constante des météores en dehors de la sphère d'action.

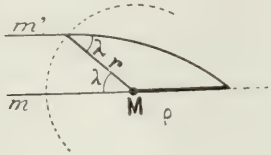


Fig. 8.

Nous avons :

$$C = rv \sin \lambda,$$

$$p = \frac{C^2}{\mu} = \frac{r^2 v^2 \sin^2 \lambda}{\mu}.$$

Nous avons aussi la valeur de ρ :

$$\rho = \frac{p}{1 + e \cos \omega},$$

dans laquelle e représente l'excentricité et ω l'anomalie vraie ou angle de ρ avec l'axe passant par le foyer.

Combinant les deux dernières équations, nous pouvons donc écrire :

$$\rho = \frac{r^2 v^2 \sin^2 \lambda}{\mu \; 1 + e \cos \omega}. \tag{3}$$

Nous allons supposer dans la figure 9 que la conique est une hyperbole; mais la démonstration s'appliquerait également à une trajectoire parabolique ou elliptique.

Soient : FF' les deux foyers;
rr' les vecteurs au point T;
AT la tangente à l'extrémité de r;
$2c$ la distance focale.

Nous aurons :

$$TA = r' \cos \lambda,$$

$$TB = r \cos \lambda.$$

Donc

$$TA - TB = DF = (r - r')\cos\lambda = 2a\cos\lambda.$$

Mais on a aussi :

$$DF = 2c\cos\omega.$$

Donc

$$2c\cos\omega = 2a\cos\lambda$$

et, par suite,

$$\frac{\cos\lambda}{\cos\omega} = \frac{c}{a} = e \text{ (excentricité)}.$$

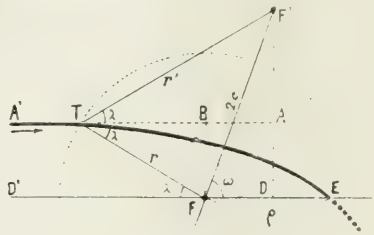


Fig. 9. — F ici remplace M ; A'TB, D'F, direction des météores ; r = rayon vecteur et rayon de la sphère d'action (circonférence en pointillé) A'TE, trajectoire d'un météore.

Dès lors, il vient pour la valeur de ρ d'après (3)

$$\rho = \frac{r^2v^2\sin^2\lambda}{\mu\left(1 + \frac{\cos\lambda}{\cos\omega}\cos\omega\right)} = \frac{r^2v^2\sin^2\lambda}{\mu(1 + \cos\lambda)},$$

ou

$$\rho = \frac{r^2v^2(1 - \cos\lambda)(1 + \cos\lambda)}{\mu(1 + \cos\lambda)}.$$

et finalement

$$\rho = \frac{r^2v^2}{\mu}(1 - \cos\lambda).$$

Mais

$$\frac{r^2v^2}{\mu} = K \text{ (const.)}.$$

Nous avons donc :

$$\rho = K(1 - \cos\lambda).$$

Pour simplifier nous pouvons évaluer r, rayon de la sphère

d'action et rayon vecteur en fonction du rayon R, qui nous donnerait le mouvement circulaire.

R *sera donc toujours pris comme unité dans la suite et nous poserons :*

$$r = n\mathrm{R}.$$

Dès lors, la constante K de la formule $\rho = \mathrm{K}(1 - \cos\lambda)$ devient :

$$\frac{r^2 v^2}{\mu} = \frac{n^2 \mathrm{R}^2 v^2}{\mathrm{R} v^2} = n^2 \mathrm{R},$$

puisque le cas du cercle nous fournit les formules suivantes

$$v^2 = \frac{\mu}{\mathrm{R}} \quad \text{ou} \quad \mu = \mathrm{R} v^2.$$

Nous avons donc ainsi deux valeurs identiques de ρ :

$$(4) \qquad \rho = \mathrm{K}(1 - \cos\lambda),$$

$$(5) \qquad \rho = n^2 \mathrm{R}(1 - \cos\lambda).$$

De l'une ou l'autre formule, il résulte évidemment que ρ varie comme les valeurs de $1 - \cos\lambda$ (fig. 10).

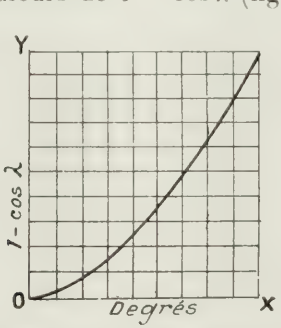


Fig. 10. — Valeurs de ρ en fonction de l'angle λ.

12. ***Vitesse des météores lorsqu'ils arrivent à l'extrémite de ρ sur l'axe de symétrie.*** — Calculons maintenant la vitesse des météores lorsqu'ils rejoignent la droite mM prolongée, c'est-à-dire l'axe de symétrie, à l'extrémité du vecteur ρ.

En appelant cette vitesse V_ρ, l'équation des forces vives nous donne :

$$6) \qquad V_\rho^2 = v^2 - \frac{2\mu}{r} + \frac{2\mu}{\rho},$$

et en remplaçant μ, r et ρ par leurs valeurs trouvées précédemment, soit :

$$\mu = Rv^2,$$
$$r = nR,$$
$$\rho = n^2R(1 - \cos\lambda),$$

il vient :

$$7 \qquad V_\rho^2 = v^2\left[\frac{n-2}{n} + \frac{2}{n^2(1-\cos\lambda)}\right].$$

Pour le calcul, il est intéressant de remarquer que dans la formule (6) $v^2 - \frac{2\mu}{r}$ est une constante ; ρ étant déjà trouvé, il ne reste plus qu'à multiplier 2μ par $\frac{1}{\rho}$.

L'équation (6) est donc de la forme $A + \left(B \cdot \frac{1}{\rho}\right)$, A et B étant des constantes et comme $\frac{1}{\rho} = \frac{1}{R(1-\cos\lambda)}$, c'est $\frac{1}{1-\cos\lambda}$ qui donne la loi de variation des vitesses (fig. 11).

13. ***Valeur de l'angle formé par la direction des météores avec l'axe de symétrie à l'extrémité de ρ.*** — Nous pouvons, dès maintenant, calculer l'angle φ que forme la direction des météores avec le rayon vecteur ρ et à son extrémité. Nous avons en effet (fig. 12) :

$$C = vr\sin\lambda,$$

et

$$C = V_\rho\rho\sin\varphi.$$

Nous pouvons donc écrire :

$$vr \sin \lambda = V_\rho \, \rho \sin \varphi ;$$

d'où

$$\sin \varphi = \frac{vr \sin \lambda}{V_\rho \rho},$$

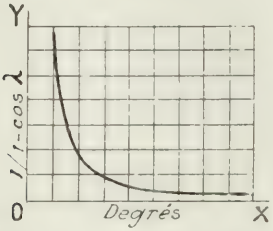


Fig. 11. — Variations du carré de la vitesse à l'extrémité de ρ.

qui devient après transformations,

$$\sin \varphi = \sqrt{\frac{1 + \cos \lambda}{2 + (n^2 - 2n)(1 - \cos \lambda)}},$$

ou

$$\sin \varphi = \frac{\sin \lambda}{\sqrt{[1 - \cos \lambda][(n - 1)^2 + 1]}}.$$

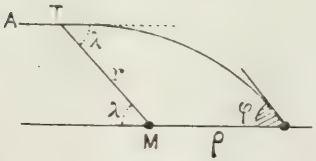


Fig. 12.

Ainsi qu'on pouvait le prévoir, l'angle φ décroît à mesure qu'augmente la valeur de ρ.

14. ***Choc des météores sur l'axe de symétrie; valeur de la vitesse résultante : elle est constante, quelle que soit la grandeur du vecteur*** ρ. — Nous avons vu que

les trajectoires sont symétriques par rapport à ρ. Deux amas de météores a et a', situés dans un même plan diamétral à droite et à gauche de l'axe de symétrie, se rencontreront donc à l'extrémité de ρ ; la seule condition est qu'ils abordent la sphère d'action en faisant un même angle λ avec r. Il en sera de même pour tous les amas formant *dans l'espace* un certain angle λ', λ'', etc., avec r. Dès lors, des chocs sont inévitables pour la plupart d'entre eux, d'où perte de force vive et de vitesse, car nous avons supposé nos météores se comportant comme des corps mous, c'est-à-dire non élastiques. Les masses a et a' étant supposées égales dans l'ensemble, la vitesse de la masse totale $a + a'$, après le choc sera, eu égard aux conditions admises, dirigée suivant l'axe de symétrie et égale à la projection de V_ρ sur cet axe.

Appelons, en effet, V_r cette résultante après le choc et cherchons sa valeur.

Soient toujours φ l'angle de la direction d'un amas météorique par rapport à ρ et V_ρ sa vitesse (déjà déterminée n° 12) à l'extrémité de ρ; nous avons d'une part (fig. 13) :

$$V_r = V_\rho \cos\varphi \quad \text{ou} \quad V_r^2 = V_\rho^2 \cos^2\varphi,$$

et

$$\cos\varphi = \sqrt{1 - \sin^2\varphi} \quad \text{ou} \quad \cos^2\varphi = 1 - \sin^2\varphi ;$$

d'autre part :

$$V_\rho \rho \sin\varphi = C \quad \text{ou} \quad V_\rho^2 \rho^2 \sin^2\varphi = C^2.$$

Nous pouvons donc écrire :

$$\cos^2\varphi = 1 - \frac{C^2}{V_\rho^2 \rho^2},$$

donc

$$V_r^2 = V_\rho^2\left(1 - \frac{C^2}{V_\rho^2 \rho^2}\right) = V_\rho^2 - \frac{C^2 V_\rho^2}{\rho^2 V_\rho^2};$$

ou

$$V_r^2 = V_\rho^2 - \frac{C^2}{\rho^2}.$$

Remplaçons maintenant V_ρ^2 et $\frac{C^2}{\rho^2}$ par leurs valeurs respectives déduites de l'équation (7) et de l'équation fondamentale $C = rv \sin \lambda$, il viendra après transformations

$$V_r^2 = v^2 \left[\left(\frac{n-2}{n} + \frac{2}{n^2 (1 - \cos \lambda)} \right) - \left(\frac{1 + \cos \lambda}{n^2 (1 - \cos \lambda)} \right) \right],$$

ou

$$V_r^2 = v^2 \left(\frac{n-1}{n} + \frac{1}{n^2} \right),$$

d'où finalement

$$V_r = v \left(\frac{n-1}{n} \right).$$

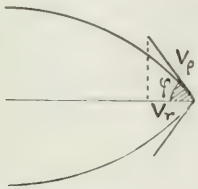


Fig. 13.

v étant une constante pour tous les météores, ainsi que $\frac{n-1}{n}$, à un instant donné, on voit que la vitesse résultante V_r de tous les amas de météores après le choc, est toujours la même, quelle que soit la région d'où proviennent les amas.

Ce résultat intéressant, auquel conduisent les lois de la Mécanique, facilitera singulièrement nos calculs dès que nous chercherons à nous rendre compte de la densité de la nébuleuse.

15. ***Trajet parcouru par les météores après le choc.*** — Les météores après le choc se trouvent dans la situation d'un corps animé d'une vitesse déterminée, égale en la cir-

constance à $v\left(\frac{n-1}{n}\right)$, et qui s'éloignerait d'une masse centrale attractive à partir d'une distance donnée ρ.

Si nous désignons par h la distance parcourue à partir de l'extrémité ρ, la formule connue

$$v^2 = \frac{2\mu}{r} - \frac{2\mu}{r_0} + v_0^2,$$

devient :

$$\frac{2\mu}{\rho + h} - \frac{2\mu}{\rho} + V_r^2 = 0,$$

d'où

$$h = \frac{V_r^2 \rho^2}{2\mu - V_r^2 \rho^2}. \tag{10}$$

Calculons maintenant $\rho + h$, c'est-à-dire la nouvelle valeur de ρ, puisque les météores ne sont pas restés à l'extrémité de ce vecteur qui est devenu $\rho + h$, et posons :

$$P = \rho + h.$$

Nous avons d'après (10)

$$P = \rho + \frac{V_r^2 \rho^2}{2\mu - V_r^2 \rho}.$$

Remplaçant dans cette dernière formule les valeurs de ρ, μ et V_r^2 déjà trouvées, il vient :

$$P = \frac{2R^2 v^2 n^2 (1 - \cos\lambda)}{2Rv^2 - \left[v^2 \frac{(n-1)}{n^2} n^2 R (1 - \cos\lambda)\right]},$$

ou

$$P = \frac{2n^2 R (1 - \cos\lambda)}{2 - (n-1)^2 (1 - \cos\lambda)}. \tag{11}$$

Pour le calcul, cette dernière valeur peut se mettre sous les deux formes suivantes :

$$P = \frac{2\rho}{2 - (n-1)^2 (1 - \cos\lambda)},$$

ou

$$P = \frac{2n^2 R}{\frac{2}{1 - \cos\lambda} - (n-1)^2}.$$

16. ***Répartition et densité des amas sur l'axe de symétrie*** — Nous avons vu qu'un météore dont le rayon vecteur r forme un angle λ avec la direction générale de l'essaim, est amené sur l'axe de symétrie à une distance ρ de la masse centrale. Pour une valeur de ρ déterminée, les météores qui tombent à son extrémité proviennent donc d'une circonférence (limitant une calotte sphérique) et décrite par r faisant un angle λ avec mM. Le rayon de la calotte sphérique a pour valeur $r \sin \lambda$ (fig. 14).

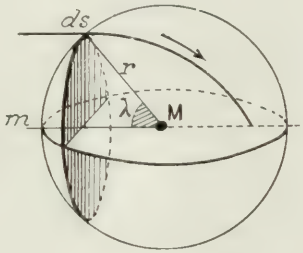


Fig. 14.

Proposons-nous de rechercher la répartition et la densité des météores tombant sur l'axe de symétrie.

Si nous désignons par q le nombre de météores tombant sur l'élément de surface ds situé à l'extrémité de r et par N la totalité des météores arrivant sur la circonférence de rayon $r \sin \lambda$, nous aurons :

$$N = q\pi r^2 \sin^2 \lambda,$$

et

$$dN = q\pi r^2 2 \sin \lambda \cos \lambda \, d\lambda.$$

Mais nous avions aussi d'après (4)

$$\rho = K(1 - \cos \lambda),$$

et

$$d\rho = K \sin \lambda \, d\lambda.$$

La densité D sur l'axe de symétrie sera donc représentée par

$$D = \frac{dN}{d\varrho}.$$

Or

$$\frac{dN}{d\varrho} = \frac{q\pi r^2 2 \sin\lambda \cos\lambda \, d\lambda}{K \sin\lambda \, d\lambda} = \frac{2q\pi r^2}{K} \cos\lambda.$$

Si nous remarquons d'autre part que

$$\frac{2q\pi r^2}{K} = \frac{2q\pi n^2 R^2}{n^2 R} = 2q\pi R,$$

il viendra finalement pour la valeur de la densité

$$D = \frac{dN}{d\varrho} = 2q\pi R \cos\lambda.$$

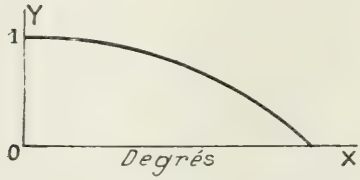


Fig. 15. — Variations de $\cos\lambda$.

D étant de la forme $H \cos\lambda$, on voit que les ordonnées varient comme les valeurs de $\cos\lambda$ (fig. 15); mais elles sont réparties aux extrémités de $\varrho = K(1 - \cos\lambda)$.

Posons :

$$y = \cos\lambda,$$

$$x = 1 - \cos\lambda,$$

Nous voyons que

$$x + y = 1.$$

La courbe de la densité est donc représentée par une

droite, la densité décroît régulièrement à partir de la masse centrale[1] (fig. 16).

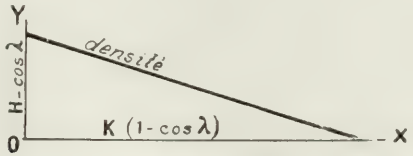


Fig. 16. — La densité est représentée par une droite.

17. ***Densité en tenant compte de la répartition après les chocs.*** — La densité que nous venons d'obtenir n'est qu'approchée, car, dans la réalité, si les ordonnées de la courbe restent les mêmes et sont toujours fonction de $\cos\lambda$, elles ne sont pas, comme nous l'avons supposé, réparties aux extrémités de ρ, mais à celles de $\rho + h = \mathrm{P}$. La densité exacte est donc :

$$\mathrm{D}' = \frac{d\mathrm{N}}{d\mathrm{P}}.$$

En combinant la valeur de $d\mathrm{N}$ (n° 15) avec celle de $d\mathrm{P}$ déduite de (11), nous arrivons, après transformations, à une formule qui est loin d'être simple, mais qui ne renferme que des expressions faciles à calculer.

On a en effet :

$$\mathrm{D}' = \frac{d\mathrm{N}}{d\mathrm{P}} = \frac{2q\pi n^2\mathrm{R}^2\cos\lambda\left[\frac{2}{(n-1)^2} - 1 + \cos\lambda\right]^2}{2\left[\frac{n^2}{(n-1)^2}\mathrm{R}(1-\cos\lambda) + \left[\frac{2}{(n-1)^2} - 1 + \cos\lambda\right]\right]};$$

posant :

$$\frac{2}{(n-1)^2} + \cos\lambda - 1 = \mathrm{A},$$

[1] On arriverait au même résultat en écrivant directement les coordonnées de la courbe de la fig. 16 :

$$y = \mathrm{H}\cos\lambda,$$
$$x = \mathrm{K}(1 - \cos\lambda);$$

d'où

$$\frac{y}{\mathrm{H}} + \frac{x}{\mathrm{K}} = 1.$$

nous voyons que la densité D′ a finalement pour valeur

$$(13) \qquad D' = \frac{q\pi n^2 R^2 \cos\lambda\, A^2}{\left(n-1\right)^2 R\left(1-\cos\lambda\right) + \frac{A}{2}}.$$

La densité D′ n'est plus représentée par une droite, mais par une courbe qui s'abaisse lentement à partir de M (origine) pour finir brusquement au moment où $\rho + h$ atteint le rayon de la sphère d'action (fig. 17).

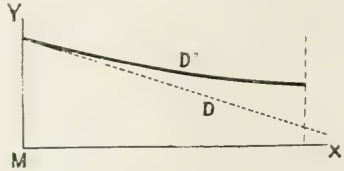


Fig. 17. — D, ancienne densité; D′, courbe de la densité en tenant compte des chocs.

18. ***Remarque importante sur la capture des amas. Formation de nouveaux noyaux nébulaires.*** — Les amas, nous l'avons vu (n° 9), ne sont captés que si leur vitesse après le choc ne les entraîne pas en dehors de la sphère d'action; en d'autres termes, $\rho + h$ doit être inférieur ou égal tout au plus au rayon r de la sphère d'action. Nous verrons plus tard de quoi dépend ce rayon; mais nous devons faire ici une remarque très importante sur la possibilité pour des courants filiformes de matériaux cosmiques de s'agréger en masses plus ou moins grosses.

En avant de la masse M, la sphère est assez bien délimitée; c'est le lieu géométrique des points où l'attraction de M sur les météores est supérieure à leur attraction mutuelle. Cette dernière, pour un large courant, est loin d'être négligeable; elle dépend aussi de la densité du nuage cosmique.

En arrière de M, du fait que les trajectoires ont été déviées (fig. 18) et infléchies, il se produit forcément un vide; nous sommes dans le cas d'une veine liquide qui s'effile, alors qu'autour d'elle la densité diminue. Dans toute cette région

arrière, le rayon de la sphère d'action doit donc augmenter quelque peu; mais la conséquence la plus intéressante au point de vue cosmogonique, c'est la formation de cette sorte de veine cosmique où les météores deviennent très pressés et où des agglomérations doivent prendre naissance. On a ainsi l'explication très simple de l'existence dans le ciel de masses plus ou moins grosses jouant le rôle des noyaux nébulaires, base indispensable à toute théorie. Qu'un noyau de ce genre rencontre, lui aussi, un courant météorique, il donnera de nouveau naissance au phénomène de la capture et des nébuleuses spirales.

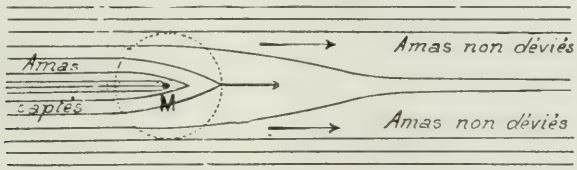


Fig. 18. — Les amas captés directement ou indirectement sont en pointillé. Un vide relatif se produit derrière la masse centrale (sur la droite de la figure).

19. ***Valeur de n dans les différents cas et pour chaque conique.*** — Pour simplifier les formules précédentes, nous y avons introduit un coefficient n (n° 11, à la fin); c'est le nombre qui exprime le rayon r de la sphère d'action en l'*unité conventionnelle* adoptée R, valeur du rayon dans le mouvement circulaire; en d'autres termes, nous avons posé :

$$r = n\mathrm{R},$$

et

$$n = \frac{r}{\mathrm{R}}.$$

Or la valeur de n est loin d'être arbitraire; elle dépend de la trajectoire des météores soumis à l'action de la masse centrale; elle est donc fonction de la vitesse propre des météores et de la masse attirante. Examinons les différents cas.

Cas du Cercle. — On a :

$$v^2 = \frac{\mu}{R} \quad \text{ou} \quad R = \frac{\mu}{v^2}.$$

Ici,

$$r = R = \frac{\mu}{v^2}.$$

Donc

$$n = 1.$$

Cas de la Parabole. — Pour la parabole nous devons avoir (V. Mécanique céleste) :

$$v^2 = \frac{2\mu}{r} = \frac{2\mu}{nR} = \frac{2\mu}{n\frac{\mu}{v^2}} = \frac{2v^2}{n}.$$

Donc

$$n = 2.$$

Cas de l'Ellipse. — On doit avoir :

$$v^2 < \frac{2\mu}{r} < \frac{2v^2}{n}.$$

Donc

$$n < 2.$$

Cas de l'Hyperbole. — Dans ce cas nous aurons, au contraire :

$$v^2 > \frac{2\mu}{r} > \frac{2v^2}{n}.$$

Donc

$$n > 2.$$

En discutant la formation du système solaire en particulier, nous verrons que les trois premiers cas doivent se présenter très rarement ; en raison des vitesses constatées dans l'univers, c'est le quatrième cas qui doit le plus fréquemment se réaliser ; les trajectoires sont hyperboliques et la valeur numérique de n est toujours supérieure à 2.

20. ***Largeur du faisceau météorique fournissant la capture indirecte; valeur maximum de $\rho + h$ ou P.*** — Pour que la capture ait lieu derrière la masse centrale, il ne

faut pas qu'après le choc, le trajet parcouru par les météores dépasse le rayon r de la sphère d'action. Le mouvement doit donc s'arrêter en deçà de cette limite, et c'est la condition essentielle pour que les météores retombent sur la masse centrale. On doit donc avoir, en nous rappelant (nº 15) que $\rho + h = P$:

$$\rho + h \leq r,$$

ou

$$P \leq r \leq nR.$$

Substituant à P sa valeur déjà trouvée (11), il vient :

$$\frac{2n^2R(1 - \cos\lambda)}{(2 - (n - 1)^2(1 - \cos\lambda)} \leq nR,$$

ou, après transformations :

$$1 - \cos\lambda \leq \frac{2}{n^2 + 1}.$$

Exemple. — Soit $n = 5$, la valeur maximum de P sera :

$$(1 - \cos\lambda) = \frac{2}{25 + 1} = \frac{1}{13} = 0{,}0769,$$

qui correspond à 23°30′ environ.

Ainsi, des amas, ne seront captés que ceux qui passeront à l'intérieur de la calotte sphérique décrite avec un angle de 23° $^1/_2$. On verrait que, si n était bien supérieur à 5, le faisceau serait encore plus limité ; et il doit arriver pour beaucoup de nébuleuses que les captures directe et indirecte doivent se balancer.

Remarque. — On peut trouver directement la valeur de l'angle précédent en posant d'une façon plus simple

$$\cos\lambda \geq 1 - \frac{2}{n^2 + 1} \quad \text{ou} \quad \cos\lambda \geq \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1}.$$

Appliquée au cas déjà envisagé, la formule donne immédiatement

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} = 0{,}923,$$

valeur du cosinus de 23° 30′.

La formule $\frac{n^2 - 1}{n^2 + 1}$ montre mieux que la première qu'à

un accroissement sensible de n, correspond une rapide diminution de la largeur du faisceau fournissant les météores captés. Ainsi, pour $n = 10$, on trouve :

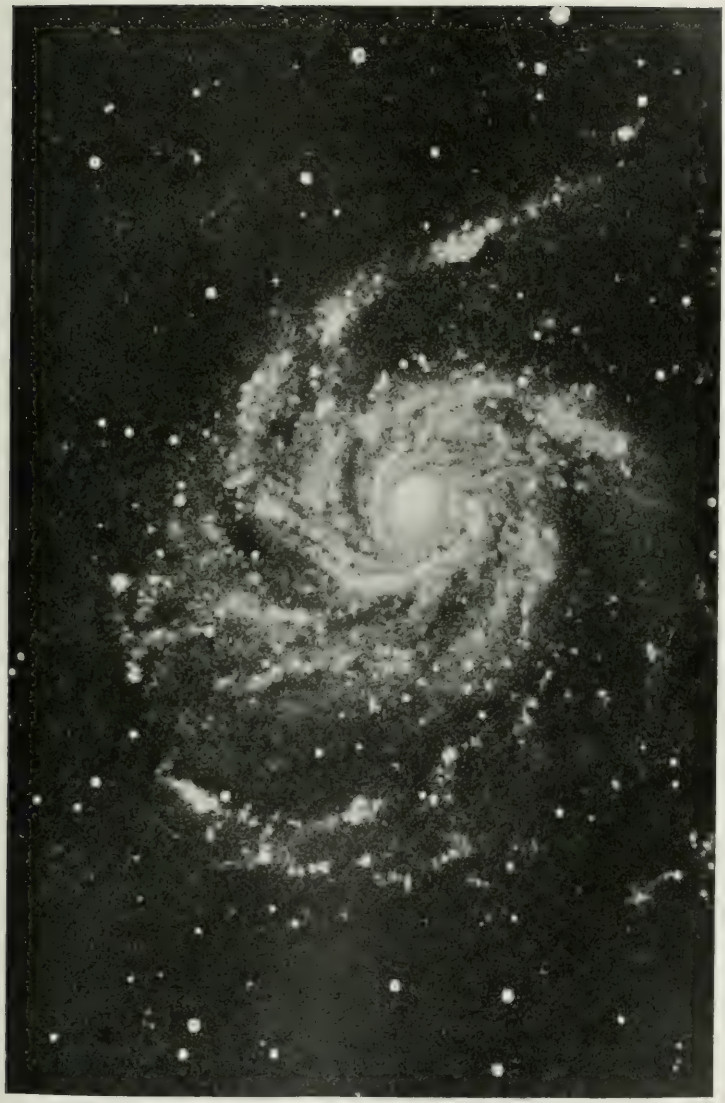
$$\cos \lambda = \frac{99}{101} = 0{,}980,$$

qui correspond à 10°30′;
pour $n = 20$, on aurait :

$$\cos \lambda = \frac{399}{401} = 0{,}997,$$

qui correspond à 4°30′ seulement.

On voit que, dans ce dernier cas, la capture directe, c'est-à-dire la chute des météores sur la masse centrale, par le simple effet de la rencontre, est aussi importante que la capture indirecte.



Nébuleuse spirale dans la constellation de la Grande Ourse.
(D'après une photographie.)

CHAPITRE III

FORMATION D'UNE NÉBULEUSE SPIRALE

21. Nous avons recherché précédemment la densité de la masse nébulaire en arrière de M. Les calculs, hâtons-nous de le dire, ne peuvent être qu'approchés ; nous n'avons pas tenu compte des amas qui reviennent vers le centre.

Considérons, en effet, les amas dont la capture est certaine (fig. 19), ceux qui sont compris dans la calotte sphérique dont la circonférence fournira des météores tombant en A, météores dont la vitesse résultante après le choc ne

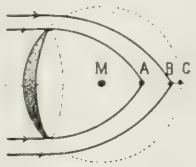


Fig. 19.

les laissera pas sortir du rayon r d'action. La limite du parcours pour ces météores sera le point C, et quand ceux-ci retomberont en A, ils auront théoriquement recouvré leur vitesse ; mais, en chemin, ils auront rencontré d'autres météores arrivés en B. Il y aura donc une circulation gênée et le résultat de cet enchevêtrement n'est plus susceptible d'être soumis au calcul.

D'une façon générale, on peut dire qu'il se passera sur l'axe de symétrie un phénomène analogue à celui que nous

remarquons dans un jet d'eau s'élevant verticalement. A chaque instant, les molécules qui tombent annulent en partie la vitesse de celles qui montent, et des condensations ont lieu à différentes hauteurs.

Toutefois, pour peu que le jet ne soit pas dirigé suivant une verticale rigoureuse, ou si une action déviatrice se fait sentir, comme celle du vent par exemple, immédiatement toute condensation disparaît. C'est précisément ce qui arrive dans notre nébuleuse, où la rotation de la masse centrale entre en jeu dès le début.

22. ***Effets de la rotation de la masse nébulaire.*** — Jusqu'à ce moment, nous n'avions fait aucune hypothèse sur la masse nébulaire, que nous avions supposée implicitement en repos. Dans la réalité, ce cas ne saurait exister. De même

Fig. 20.

que nous ne voyons aucune masse sans mouvement de translation, de même nous ne saurions admettre qu'une condensation de particules réunies en un point de l'espace ait pu s'effectuer de telle sorte que vitesses et mouvements se soient rigoureusement équilibrés. En d'autres termes, la somme des aires rapportée à un centre matériel ne peut être nulle : le mouvement de rotation s'impose donc au même titre que celui de translation. Ainsi nous admettrons *à priori* que notre masse nébulaire tournait sur elle-même autour d'un axe quelconque. Pour fixer les idées, nous allons supposer que le mouvement de rotation était direct (sens contraire des aiguilles d'une montre) et s'effectuait à peu près dans le plan de circulation des amas[1]. C'est cette rotation qui va régula-

[1] Cette supposition n'est introduite ici que pour simplifier le problème ; un peu plus tard, nous examinerons tous les cas possibles.

riser les mouvements des météores tombant sur le noyau nébulaire.

En effet, que les météores soient captés directement ou indirectement, ils sont précipités sur la masse centrale en avant et en arrière, sans mouvement tangentiel évident. Dans le cas où la masse serait en repos, c'est-à-dire sans rotation, nous aurions bientôt un fuseau allongé dans les deux sens, l'extrémité avant A, due à la capture directe, celle d'arrière B, due à la capture indirecte (fig. 20).

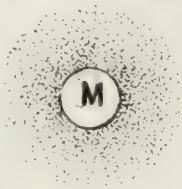
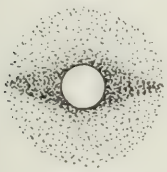


Fig. 21.

Maintenant faisons tourner très rapidement le noyau : le mouvement se communiquera de proche en proche aux matériaux, à mesure que se fera leur annexion, et nous obtiendrons, en plan, une figure ressemblant vaguement à l'image que nous nous faisons à l'heure actuelle des nébuleuses planétaires. Nous aurons, en somme, un disque lenticulaire (fig. 21) où la densité décroîtra du centre vers les bords.



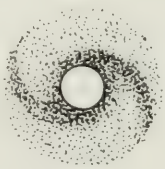


Fig. 22. Nébuleuses vues en plan. Fig. 23.

Entre ces deux cas limites, toutes les figures sont possibles. Une rotation lente donnera deux branches spirales très allongées et transformera la figure 22 en la forme de la figure 23, où les nébuleuses sont vues en plan. On conçoit

fort bien que les spires soient plus ou moins prononcées suivant la vitesse angulaire de rotation, et que la cause invoquée puisse reproduire tous les types existant. C'est ainsi que nous voyons dans le ciel des nébuleuses presque annulaires, comme celle de la Lyre, à côté de formations lentes, comme celle de H. 55 Pégase [1], où la masse centrale apparaît avec un allongement démesuré (fig. 24).

Fig. 24. — Nébuleuse H. 55
de la constellation de Pégase.

Étudions maintenant d'un peu plus près le mécanisme de cette condensation spiraloïde; nous allons voir qu'il est très complexe, et il n'est pas sans intérêt de faire remarquer à ce sujet qu'ici la théorie est entièrement d'accord avec l'expérience.

23. ***Ce que nous apprennent les observations de nébuleuses.*** — Il y a une dizaine d'années, on se posait encore la question de savoir si les nébuleuses tournaient sur elles-mêmes. Le développement extraordinaire des méthodes spectroscopiques et les photographies à longue pose, au moyen des grands réflecteurs, ont permis aux astronomes, sinon de résoudre tous les problèmes entrevus, du moins de se faire quelque idée de la complexité des circulations au sein des nébuleuses.

Les mouvements ne se font pas du tout dans un sens unique, ainsi qu'on aurait pu le penser d'après les idées de Laplace; on trouve, en effet, dans toutes les nébuleuses étu-

[1] Nous prions le lecteur de se reporter aux différentes figures schématiques et aux planches représentant les nébuleuses spirales les mieux connues.

diées, une circulation directe superposée à une circulation rétrograde [1].

Tel est le cas présenté par la nébuleuse spirale Messier 101, visible dans la Grande Ourse. Il y a là des condensations brillantes tournant dans les deux sens, et les mouvements se font aussi bien vers l'extérieur que vers l'intérieur [2]. C'est ce qui résulte des travaux de M. A. van Maanen au mont Wilson ; cet astronome a, depuis, examiné le cas de la nébuleuse typique des Chiens de chasse, et il a trouvé que les noyaux des branches spirales extérieures manifestent une tendance à s'éloigner du centre. De ces constatations et d'autres analogues, Slipher avait conclu que les nébuleuses spirales manifestaient un sens de rotation qui était le même relativement à la courbure de leurs branches, et ce sens de rotation aurait lieu contrairement à ce que nous pouvions attendre en nous appuyant sur les théories gravitationnelles [3]. C'est ce que nous avons déjà fait remarquer (nº 3) ; ainsi, la spirale des Chiens de chasse tournerait, d'après cet auteur, dans le sens des aiguilles d'une montre (voir fig. 4). La conclusion dépasse peut-être les prémisses, et le tout est de savoir si les mouvements indiqués pour l'extérieur des branches spirales restent de même nature lorsque nous nous rapprochons du centre.

La réponse à cette dernière question nous a été fournie par les observations de M. Kostinsky, de l'Observatoire de Poulkowa. Il résulte de l'examen stéréoscopique de clichés de la même nébuleuse, pris à vingt années d'intervalle (1896-1916), que les mouvements ne sont pas de même sens à l'extérieur et à l'intérieur de la nébulosité. Sur les

[1] Ces mouvements rétrogrades, qui ont quelque peu déconcerté les astronomes, n'ont cependant, en fait, rien que de très vraisemblable ; il suffit, en effet, de constater que pour notre petit système solaire, le nombre des astres à circulation rétrograde, sans compter les comètes, s'accroît de jour en jour. Au temps de Laplace, pas un de ceux-ci n'était connu et il est bon de rappeler que, précisément parce qu'elles ne cadraient pas avec sa théorie, les comètes avaient été considérées par Laplace comme des étrangères au système.

[2] V. *Revue du Ciel*, févr. 1917, p. 90.

[3] *Proc. Phil. Soc.*, v. LVI, 1917, nº 5.

branches éloignées, les nodosités manifestent une tendance à s'éloigner, avec mouvement rétrograde; près du noyau, elles tendent à se rapprocher en tournant dans le sens direct, conformément à la théorie de la contraction, conséquence de la gravitation newtonienne [1].

Tels sont les faits dépouillés de toute interprétation plus ou moins subjective. Laissons de côté toutes les hypothèses et, appliquant les lois de la mécanique classique au cas déjà envisagé de météores captés par une masse attirante, voyons si les observations mentionnées peuvent facilement s'expliquer.

Nous allons successivement étudier les causes qui peuvent amener une circulation dans un sens et celles aussi nombreuses déterminant la circulation dans un sens contraire au premier. Enfin nous verrons, pour chaque cas, à quelles parties de la nébuleuse nous devons les appliquer.

24. ***Circulation des amas dans le sens de rotation du noyau nébulaire.*** — Les amas météoriques, qu'ils proviennent de la capture directe ou indirecte, sont indifférents à une circulation dans un sens déterminé, puisque nous les avons supposés répartis d'une façon symétrique. Notons toutefois que, dans un cas comme dans l'autre, ils composent leur vitesse, en tombant, avec le mouvement angulaire de rotation, d'où entraînement des premiers arrivés, qui pénètrent très près du centre. La particule ainsi incorporée devrait le plus souvent décrire une ellipse; mais, en raison des chocs et des résistances, elle sera obligée de suivre une trajectoire à peu près circulaire. Nous sommes donc ramenés au cas d'un choc tangentiel, et l'objection que la chute des météores vers la masse centrale devrait annuler son mouvement de rotation tombe d'elle-même. L'entraînement ayant lieu de proche en proche, du centre à la périphérie, on voit nettement que le fuseau prendra des deux côtés la forme d'une branche recourbée, qui, grâce à la rotation, passera alterna-

[1] V. *Revue du Ciel*, avril 1917, p. 135.

tivement sous le flux direct et indirect, ce qui assurera à l'ensemble des formes tendant à la symétrie.

A cause de la perte de force vive et du mouvement se transformant en chaleur, il est difficile de faire la part des effets qui entrent en jeu; mais il est certain que cette chute oblique des météores aura pour effet indubitable d'augmenter la rotation primitive de l'astre central.

Soient en effet : M la masse du noyau, supposé sphérique ;
R son rayon ;
ω la vitesse primitive de rotation ;
ω' la vitesse de rotation finale.

Après la chute d'un amas m animé d'une vitesse v à la distance r de l'axe de rotation, dm désignant un petit élément de l'amas, nous aurons pour le choc tangentiel (cas de l'effet maximum).

$$\omega' \int_0^{M+m} r^2 dm = \omega \int_0^{M} r^2 dm \pm mv\mathrm{R} ;$$

d'où

$$\omega' \left(\frac{2}{5} \mathrm{M} + m \right) \mathrm{R}^2 = \frac{2}{5} \mathrm{MR}^2 \omega \pm mv\mathrm{R} ;$$

et sensiblement

$$\omega' = \omega \pm \frac{mv}{\frac{2}{5} m\mathrm{R}} .$$

Cette action a dû surtout être très marquée dans les régions centrales de la nébuleuse. A une distance plus grande du centre où la vitesse angulaire communiquée de proche en proche était moindre, la circulation paraît plus difficile à préciser et il nous faudra avoir recours à d'autres considérations.

25. ***Plan du maximum des aires et plan équatorial de la nébuleuse.*** — Nous allons, dans toute la suite, supposer, pour fixer les idées, que le noyau nébulaire tournait au début dans le sens direct. La rotation des amas dans le plan général de la nébuleuse aura donc lieu dans ce sens, et l'ensemble des météores se répandra dans un ellipsoïde de révo-

lution très aplati dont le plan équatorial contiendra les deux appendices spiraloïdes.

Mais, à y regarder de plus près, on voit que les choses se compliquent du fait que ce plan équatorial de la nébuleuse n'est pas nécessairement en coïncidence avec le plan de circulation des amas. Généralement ces deux plans feront un angle quelconque entre eux : dans ce cas, il y aura formation de deux ellipsoïdes emboîtés l'un dans l'autre : le premier intérieur (fig. 25) coïncidant avec le plan équatorial de la masse nébulaire dont la rotation amènera les amas autour de ce plan ; le second extérieur dans le plan de circulation des météores.

La démarcation ne sera pas aussi nette que sur la figure ci-contre ; mais les deux tendances seront représentées dans le volume total de la nébuleuse.

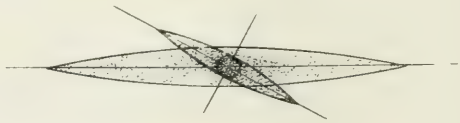


Fig. 25. — Si l'axe de rotation de la masse centrale est penché par rapport à la direction générale des météores, il y a une double condensation (deux ellipsoïdes).

Il nous suffira de dire, pour mieux préciser, qu'au début, le plan du maximum des aires sera tout à fait distinct du plan équatorial de la masse en rotation.

Toutefois, en vertu d'un théorème de mécanique bien connu, les météores qui s'ajouteront sans cesse à la masse déjà condensée composeront leur vitesse avec celle de rotation des éléments constituant cette masse et tendront à relever l'axe du noyau. La dissymétrie s'effacera donc peu à peu, et si la traversée du nuage cosmique dure suffisamment, le plan du maximum des aires arrivera à coïncider sensiblement avec le plan équatorial de toute la nébuleuse : telle est la raison pour laquelle nous adopterons désormais ce plan équatorial comme plan de référence.

26. ***Répartition des vitesses et des circulations dans le plan équatorial de la nébuleuse.*** — Si le noyau central et les amas des branches de la nébuleuse tournaient dans un vide même relatif, les mouvements auraient lieu suivant la troisième loi de Képler, et la courbe des vitesses des particules qui décriraient des orbites circulaires serait donnée par la formule

$$v^2 = \frac{1}{r},$$

r représentant le rayon des orbites;
v étant l'ordonnée et r l'abscisse.

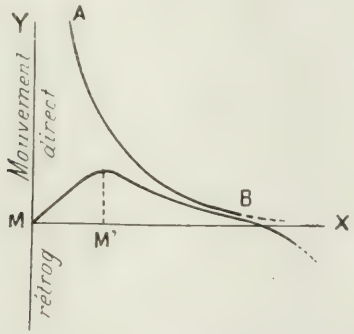


Fig. 26.

L'équation correspondrait à celle d'une cubique à allure hyperbolique AB (fig. 26) dont les ordonnées donneraient les vitesses aux différentes distances de M sur MX. Mais il faut tenir compte des chocs et des résistances. Jusqu'à un certain rayon MM', la masse nébulaire tourne tout d'une pièce et, la vitesse angulaire étant la même de M à M', la vitesse linéaire croît jusqu'à un maximum; la courbe s'abaisse ensuite pour prendre une allure plus conforme à la vitesse déduite des lois de Képler.

Ainsi, nous constatons déjà qu'en vertu du mouvement de rotation se communiquant de proche en proche à la masse : 1° les régions centrales tournent dans le sens direct ;

2° le point du maximum de vitesse M′ s'éloigne de M au fur et à mesure de l'accroissement de la nébuleuse, puisque le mouvement de rotation s'étend ; 3° les amas au delà de M′ tournent aussi dans le sens direct, mais *par rapport à ceux qui sont compris entre* MM′, les vitesses étant moindres, leur mouvement relatif peut déjà être considéré comme rétrograde.

Tout ceci est résumé dans la figure 27, qui représente la nébuleuse vue en plan, mais dans laquelle nous n'avons pas fait figurer les branches spirales.

Examinons maintenant ce qui va se passer dans la zone extérieure de la nébuleuse, où, pour simplifier, nous n'avons représenté qu'une branche spirale MM′BAC (fig. 28).

Au début, le faisceau des météores se précipitant sur le noyau central était de section circulaire correspondant à

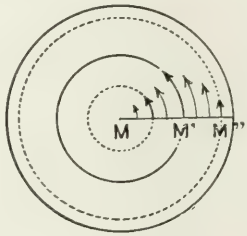


Fig. 27. — MM′ région centrale où la vitesse angulaire est la même. MM″, région où la vitesse est en décroissance.

celle, de même forme, de la masse nébulaire ; mais, à mesure que progressait la construction de l'ellipsoïde aplati, cette section présentait au flux des amas une surface allongée en forme de fuseau (V. en bas de la fig. 28). En se précipitant sur le dos de la courbe BAC, située à la périphérie de la nébuleuse, c'est-à-dire en des régions de circulation extrêmement lente, les météores n'étaient sollicités par aucune force tangentielle appréciable ; les uns se sont répandus sur l'arc AB grossissant le flux de circulation directe, tandis que les autres, tombant sur la portion AC, glissèrent sur elle, déterminant un mouvement rétrograde. Étant donnée la vitesse du nuage cosmique, un grand nombre d'amas

ont dû continuer leur route suivant la tangente CD et dépasser le rayon de la sphère d'action ; mais quantité d'autres, en raison des chocs, ont perdu une partie de leur vitesse et ont été astreints à circuler sous l'empire de la masse centrale. Le résultat a été une dispersion en forme d'éventail, où toutes les trajectoires sont demeurées possibles.

Ainsi s'expliquent ces mouvements constatés dans les nébuleuses, où nous voyons certains amas périphériques s'éloigner à grande vitesse du noyau central.

Ce n'est pas tout ; pendant que la portion MM'BA avançait dans le sens direct et prenait la position MM''B'A', la scission

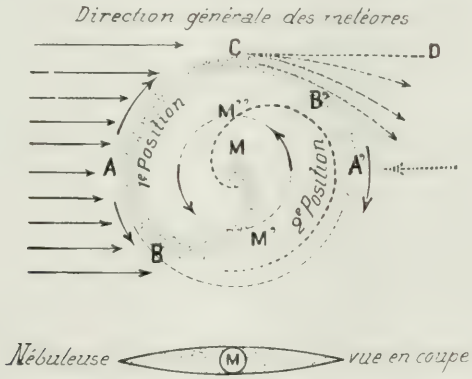


Fig. 28.

qui tendait à s'opérer en A se comblait grâce au flux incessant des météores. De même AC subsistait, et le mouvement rétrograde continuait à s'étendre jusqu'en arrière, rejoignant le dos de l'arc dans sa seconde position diamétralement opposée [1].

On pourrait objecter que les météores parcourant l'arc CB' dans le sens rétrograde ont dû se heurter à la circulation directe des météores contenus dans l'arc A'B' ; mais il y a

[1] Nous avons cru bon de représenter ce mouvement rétrograde sur la figure 26, en continuant la courbe des vitesses réelles au-dessous de l'axe des X.

lieu de remarquer qu'en passant de la première position à la seconde, la courbe s'est rétrécie par condensation ; qu'enfin, fût-elle restée à la même distance de M, le mouvement direct eût été infiniment plus lent que le mouvement des météores venus de AC avec une grande vitesse.

Ainsi, soit que les météores parcourant B'A' dans le sens rétrograde se superposent à la circulation directe de ceux qui vont de A' à B', soit que leurs mouvements propres l'emportent sur ceux de leurs adversaires, il se crée sans aucun doute, derrière la masse M, une région rétrograde continuant celle qui est sans cesse amorcée à l'avant.

Maintenant, si nous considérons que cette portion de la nébuleuse reçoit précisément le flot plus abondant des météores capturés indirectement, qui, eux aussi, sont indifférents à l'une ou l'autre circulation, nous voyons que, sur les confins de la nébuleuse, c'est le sens rétrograde qui doit l'emporter et de beaucoup sur le sens direct.

Toutes ces explications paraissent compliquées; un examen attentif de la figure 28 les rendra très claires.

Sans doute, la complexité s'accroît encore dès que nous introduisons une double spirale avec un nombre plus ou moins grand de circonvolutions; mais il suffit que nous ayons exposé le principe du mécanisme.

Ce qu'il nous faut retenir de cette étude sommaire peut être résumé ainsi : Quel que soit le stade d'accroissement de la nébuleuse, il existe près du noyau un disque de condensation où la vitesse angulaire de rotation dans le sens direct est la même pour toutes les particules ; plus loin, une région à circulation directe encore, où nous remarquons un maximum de vitesse; enfin nous rencontrons, sur les bords de la nébuleuse, une région de circulation rétrograde où les mouvements peuvent aussi atteindre les plus grandes vitesses constatées. Pour cette raison, l'attraction de la masse centrale n'y est pas toujours prédominante; on peut même ajouter qu'elle l'est d'autant moins que croît davantage le rayon du disque équatorial.

A partir d'une certaine distance, en effet, la vitesse propre

des météores l'emporte sur cette attraction, et c'est sans doute là une des causes auxquelles on doit attribuer une limite à l'accroissement des nébuleuses.

27. ***Circulation dans les plans obliques par rapport au plan équatorial.*** — Il résulte du mécanisme de la capture tel que nous l'avons décrit, que les amas circulant sur des plans méridiens ou obliques par rapport au plan équatorial devraient être tous destinés, comme les autres, en raison des chocs sur l'axe de symétrie, à retomber directement sur la masse centrale ; mais, pratiquement, les choses

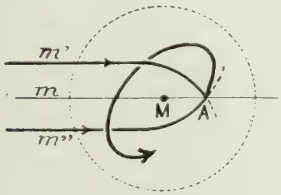


Fig. 29.
Choc en A entre amas m', m'', inégaux, dans le plan équatorial.

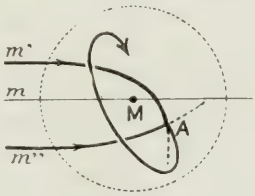


Fig. 30.
Choc en A en dehors de l'axe de symétrie dans un plan oblique.

La circonférence en pointillé représente la limite de la sphère d'action.

ne se passent pas avec cette régularité mathématique. Il faut tenir compte d'une certaine hétérogénéité ; les amas ne peuvent pas tous être rigoureusement égaux, la direction de la résultante ne sera donc pas toujours sur l'axe de symétrie (fig. 29). Parfois aussi, les chocs n'auront pas lieu sur cette droite ; c'est ce qui arrivera pour des amas ayant pu, par hasard, la traverser sans heurt ; la rencontre, dans ce cas, ne s'opère peut-être que dans la portion rentrante de leur trajectoire (fig. 30). Quoi qu'il en soit, le résultat sera à peu près le même dans les deux cas : si les vitesses après le choc sont encore suffisantes pour permettre aux amas de franchir le rayon d'action, ceux-ci seront à jamais perdus pour la nébuleuse et se verront dispersés dans toutes les directions ; si, au contraire, la perte de vitesse est telle que

la trajectoire soit une courbe fermée dont l'aphélie ne sorte pas de la sphère d'action, l'amas sera lancé sur une orbite plus ou moins inclinée par rapport au plan équatorial. On comprend qu'ici, tous les cas demeurent possibles; à côté d'ellipses presque circulaires, nous devrons rencontrer des trajectoires voisines de la parabole, et il n'y a pas de raison pour une prépondérance de la circulation directe sur la circulation rétrograde. Ainsi s'explique sans effort d'imagination la construction d'un monde cométaire.

Toutefois, la condensation peut encore avoir lieu pour ces amas échappés miraculeusement à la grande mêlée centrale; notons, en effet, que deux fois au cours de chacune de leurs

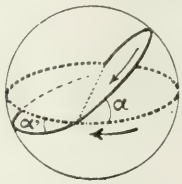


Fig. 31. — Diminution de l'inclinaison de l'orbite $\alpha' < \alpha$ après la rencontre sur le plan équatorial.

révolutions, c'est-à-dire à leurs nœuds, ils sont astreints à traverser le disque équatorial; ils ne pourront donc échapper à des rencontres. Le résultat sera celui que j'ai déjà indiqué dans le *Problème solaire*, à propos de la condensation du Soleil[1] : généralement, inclinaison plus prononcée du plan de l'orbite, déviation du grand axe et de la ligne des nœuds, déformation de la trajectoire dont l'excentricité diminuera; et c'est ainsi que, par une série de courbes gauches, l'amas se rapprochant sans cesse du plan équatorial finira par se confondre avec celui-ci : c'est ce que montrent les figures 31 et 32.

Comment, dès lors, expliquer la présence, dans notre propre système, de ces astres vagabonds si nombreux que Képler a pu assimiler les comètes aux poissons peuplant

[1] Th. Moreux : *Le Problème solaire*, Paris, 1900, 1re édition.

l'océan? D'une façon assez simple. Les amas qui ont subsisté sont surtout les derniers venus, qui ont pu circuler plus librement, alors que la condensation avancée avait, en partie, vidé le disque aplati où tournaient les deux branches spirales; ils restent comme le témoignage de l'ancienne circu-

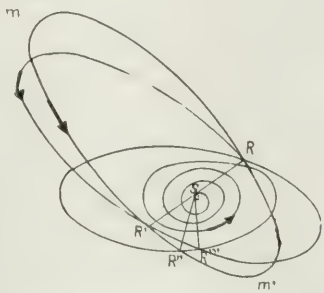


Fig. 32, montrant la trajectoire d'un amas décrivant primitivement une orbite dans un plan oblique $mR'm$ R, orbite primitive. Après les rencontres successives R, R', R'', R''', la trajectoire s'incline et les nœuds se déplacent.

lation rétrograde, beaucoup plus importante autrefois qu'à l'heure actuelle.

28. ***Résumé des stades d'évolution d'une nébuleuse spirale.*** — Résumons maintenant, d'un point de vue plus large, les résultats acquis concernant la circulation des météores au cours de l'évolution nébulaire.

Un flux de météores se précipitant sur une masse attirante, ou passant dans sa sphère d'action, est indifférent au mouvement direct ou rétrograde, mais le sens de rotation du noyau central assure la prépondérance de l'une ou l'autre circulation *dans* ou *vers* le plan équatorial de la nébuleuse.

En supposant une rotation directe du noyau, nous aurons un disque lenticulaire à densité décroissante du centre vers les bords, avec formation de deux branches spirales au sein de la masse. Ces deux branches recourbées indiquent en même temps les régions où les mouvements quasi-circulaires demeurent seuls possibles.

Dans les plans méridiens ou obliques, la circulation offre les deux sens indifféremment, mais le sens direct s'affirme de plus en plus à mesure que nous approchons du plan équatorial.

A toutes les phases de la formation, la circulation rétrograde a été possible dans les régions extérieures de la nébuleuse, au sein du plan équatorial ; mais cette circulation, en sens contraire des parties centrales, n'a pu subsister, sans être gênée, qu'à la fin de la capture météorique, c'est-à-dire après que la nébuleuse eût quitté le nuage cosmique lui ayant donné naissance.

29. ***Accord des résultats théoriques avec les observations ; comment ils expliquent les circonstances accompagnant les Novæ.*** — Nous préciserons davantage toutes ces données lorsque nous appliquerons ces principes nouveaux à la construction du monde solaire ; mais dès maintenant nous devons faire remarquer de quel jour nouveau s'éclairent les faits en apparence contradictoires révélés par l'observation. Nous comprenons comment nos investigations décèlent au sein de ces objets énigmatiques que sont les nébuleuses des mouvements de sens contraires, surtout à la périphérie de ces gigantesques formations ; nous avons l'explication de ces vitesses énormes relevées par le spectroscope dans les parties éloignées du noyau, puisque rien ne s'oppose à la rapidité des météores voguant dans un milieu pratiquement sans résistance ; puis celle de la lente révolution des régions centrales, qui, à 5 minutes d'arc du centre, ramène les matériaux aux mêmes endroits après un intervalle de 85 000 ans[1]. Nous commençons enfin à entrevoir la solution de ce paradoxe déconcertant que les nébuleuses spirales peuvent se dilater, tout en se contractant.

Il y a mieux encore : le mécanisme de la capture nous montre que la formation et l'extension des branches spirales peuvent, en certaines occasions, être extrêmement rapides, et

[1] Observation de Van Maanen dans la nébuleuse Messier 101.

nous voilà orientés vers la solution du fameux problème des *Novæ*. On sait que les astronomes désignent par cette appellation des étoiles dites *nouvelles*, mais qui probablement sont des astres dont l'éclat augmente subitement en quelques heures, pour diminuer ensuite lentement et par soubresauts.

Toutes sortes d'hypothèses ont été envisagées pour expliquer semblable phénomène. Les uns y ont vu le résultat de la collision de deux astres, mais les observations spectroscopiques ont fait abandonner cette impressionnante théorie. D'autres ont pensé aux marées provoquées par l'approche d'une grosse masse perturbatrice agissant sur un soleil à son déclin; c'est l'hypothèse de l'explosion qui fut en honneur il y a quelques années.

Cependant, des faits récents ont montré dans quel dédale de complications sont acculés les partisans de cette manière de voir. La plupart des *Novæ*, après une courte période d'éclat, deviennent le centre d'une véritable nébuleuse. Un cas typique de ce genre fut celui de la *Nova* Persée découverte le 22 février 1901. Au mois de juillet suivant, le spectre de l'étoile nouvelle présentait nettement les particularités des nébuleuses planétaires. Au commencement du mois d'août, la principale radiation du nébulium y était prépondérante; mais, à la fin du même mois, on vit se produire un fait inattendu qui allait ouvrir aux chercheurs la voie des plus audacieuses spéculations [1].

Des photographies longuement exposées montrèrent en effet autour de la *Nova* des masses nébulaires irrégulières dont l'ensemble représentait, à la fin de septembre, une vaste formation spirale. L'examen des clichés antérieurs fournit en outre la preuve que le développement de ce voile nébuleux avait débuté avec l'apparition soudaine de l'astre [2].

[1] V. à ce sujet Th. Moreux : *Les Novæ et la Constitution de l'Univers*, dans *Scientia*, févr. 1916. Consulter aussi *Bull. Soc. Astr. de Fr.*, *passim* : année 1902 et p. 79.

[2] Dans ces cas, la préexistence des nébuleuses prouve seulement que l'étoile, lors de la rencontre avec le nuage cosmique, n'avait pas acquis un éclat suffisant pour attirer l'attention; la phase maximum du cataclysme n'eut lieu que plus tard. D'ailleurs, à part un cas bien connu, celui de

Ce fut alors que les astronomes se perdirent en conjectures; on ressuscita la théorie d'Arrhénius et plusieurs inclinèrent à penser que l'étoile, en explosant, avait fabriqué une nébuleuse; nous avons déjà dit l'insuffisance de cette hypothèse (V. nos 3 et 4); d'autres pensèrent sérieusement à la rencontre de l'étoile avec une nébuleuse préexistante ; mais alors il faut expliquer comment l'étoile s'est maintenue, malgré sa vitesse propre, constamment au centre de la nébuleuse[1].

Dans notre théorie, l'explication ne souffre aucune difficulté : c'est l'étoile elle-même qui, traversant un nuage cosmique, a capté les météores et a déterminé la formation d'une nébuleuse spirale. La précipitation de l'essaim sur la masse de l'étoile a été suffisante pour provoquer dans la photosphère de l'astre une activité inusitée : explosions, protubérances, jets coronaux, création d'une atmosphère plus volumineuse et plus dense; puis, la capture continuant, les météores se sont répartis autour de la *Nova*, suivant les deux branches spirales, d'après le mécanisme que nous avons longuement décrit.

Depuis, l'examen des circonstances dans lesquelles apparaissent les *Novæ* a montré que l'étoile temporaire de Persée n'offre pas un cas absolument spécial. Les étoiles nouvelles de 1860, 1885 et 1895 ont paru plongées à l'intérieur de nébuleuses préexistant à leur apparition; d'autre part, ces astres éphémères terminent généralement leur courte exis-

l'étoile temporaire de 1876, tous les autres ont montré que la *Nova* existait dans le ciel en tant qu'étoile faible. La *Nova* de 1876 était peut-être à la limite de visibilité. Découverte dans le Cygne le 24 novembre 1876, elle ne donna sur les clichés antérieurs à cette date aucune trace de luminosité. Il faut aussi admettre que les étoiles nouvelles peuvent provenir de la rencontre d'un astre noir avec un nuage de météores. Ce qu'il y a de plus remarquable dans ces apparitions, c'est qu'elles ont lieu au voisinage de la Voie lactée, là précisément où nous rencontrons les courants de matière noire en plus grande abondance.

[1] Assez récemment, on a encore émis l'idée qu'un astre, soleil brillant ou éteint, pouvait rencontrer les nébuleuses spirales errant dans le ciel, car les cas de nébulosités spiraloïdes se multiplient dans les *Novæ* : il est vraiment grotesque de supposer que le soleil en marche vise toujours le centre de la nébuleuse, comme un tireur intelligent vise le centre d'une cible !...

tence en émettant un spectre nébulaire ; tel fut le cas des *Novæ* de 1876, de 1893 et de plusieurs autres découvertes par Mme Fleming, notamment celles de 1891 et 1900.

Une association aussi intime et aussi fréquente des deux phénomènes prend dès lors une valeur particulière, si nous avons soin surtout de la rapprocher de nos théories, auxquelles elle apporte une confirmation si éclatante, que nos lecteurs nous sauront gré de ne l'avoir pas négligée.

CHAPITRE IV

CONDENSATION DE LA NÉBULEUSE

I. — Étude des mouvements dans un milieu résistant.

30. Si les étoiles nouvelles sont des exemples d'édifices nébulaires construits sous nos yeux, l'étude des transformations rapides enregistrées dans le milieu entourant les *Novæ* doit renfermer pour nous plus d'un enseignement. A cet égard, les clichés de la nébulosité accompagnant la *Nova* de Persée sont hautement suggestifs. Au début, c'est une mêlée un peu confuse d'éléments nébulaires disséminés à l'intérieur d'une vaste circonférence excentrique, mais peu à peu des spires, ou plutôt des arcs de spirale, se dessinent çà et là; brillants dans les régions centrales, vagues en certains endroits, ceux-ci ne tardent pas à se raccorder et, en quelques mois, le dessin s'achève.

Une nébuleuse spirale peut donc se construire rapidement, et c'est d'ailleurs ce qui résulte de notre théorie; mais dans tous les cas, il ne faut pas l'oublier et l'exemple de la *Nova* de Persée est là pour nous le rappeler, la forme nettement spirale avec branches bien accusées témoigne déjà d'un stade avancé de la condensation.

Les éléments ne peuvent, en effet, se grouper en courbes plus ou moins symétriques que dans un milieu assez homogène et peu dense relativement. On pourrait donc imaginer ainsi les stades successifs de la nébuleuse.

Dès l'abord, pluie météorique sur la masse centrale; une partie des météores sont réduits à l'état gazeux; le noyau s'entoure d'une sorte d'enveloppe dont les spectres d'absorption et d'émission nous rappellent la génèse des premiers

éléments, suivant les belles théories de sir Norman Lockyer sur l'évolution de la matière. Les phénomènes spasmodiques dus à l'activité interne soudainement réveillée et accrue au sein de la masse centrale fusent encore à travers les enveloppes de plus en plus épaisses; mais bientôt la chrysalide s'entoure du voile presque impénétrable des nébuleuses planétaires. Cependant, au sein du disque équatorial, le chaos n'est pas si complet qu'on ne puisse y distinguer déjà les linéaments des spires futures. Peu à peu, mais toujours assez rapidement, la condensation fait son œuvre, les chocs drainent les météores vers les régions centrales. La plupart de ces derniers, on peut l'affirmer pour les petites nébuleuses, sont destinés à grossir le noyau où ils sont copieusement précipités.

Après ce rapide balayage du plancher de la nébuleuse, les branches spirales apparaîtront dans toute leur régularité. Les chocs, en effet, subsistent encore, mais ils sont moins désordonnés; la résistance demeure toujours très accusée, néanmoins elle n'y est pas si forte que les lois de la gravitation ne s'y puissent exercer suivant les principes qui régissent des corps planétaires tournant autour d'une masse centrale.

31. ***Équation des branches spirales d'une nébuleuse : le* lituus.** — Nous pouvons essayer de nous faire une idée de la forme approchée de la courbe sur laquelle s'étagent les nœuds de condensation.

Considérons, en effet, la masse m des éléments situés à la distance r du centre d'attraction de la masse centrale M, et supposons-la déjà soumise à la loi des aires. Si ω représente la vitesse moyenne angulaire, nous aurons évidemment

$$m\omega r^2 = \text{const.}$$

Pour la masse totale, on a rigoureusement

$$\Sigma m\omega r^2 = \text{const.}$$

Mais, pendant la chute provoquée par la circulation encore embarrassée et par les chocs, on peut admettre qu'en passant d'un point m à m', chaque $m\omega r^2$ ne varie guère, puisque r n'a pu beaucoup varier en un temps très faible (fig. 33).

L'équation de chaque branche en coordonnées polaires serait alors (fig. 34)

$$r^2\theta = \text{const.}$$

C'est celle de la spirale connue depuis Cotes, qui l'a étudiée au XVIIIe siècle[1], sous le nom de spirale *lituus :* elle

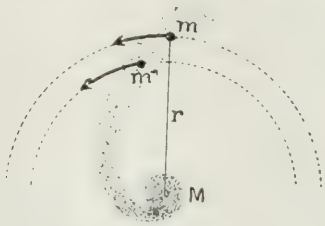


Fig. 33.

ressemble tout à fait à celle des nébuleuses; très pressée au centre, elle ne tarde pas, à partir d'une certaine distance, à s'élargir démesurément. Une brève étude va nous en montrer les principales caractéristiques.

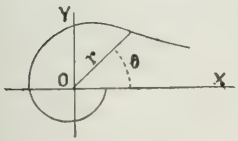


Fig. 34.

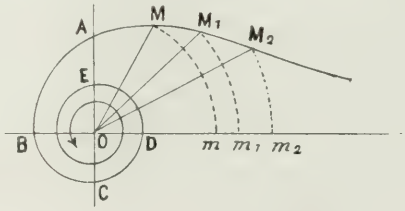


Fig. 35.

Forme de la spirale *lituus.*

L'équation de la spirale $r^2\theta = a^2$ (const.) montre immédiatement que cette courbe est le lieu d'un point M, se mouvant de manière que l'aire du secteur circulaire (fig. 35) MO*m*, de centre O et de rayon OM, compris entre OX et OM, demeure constante.

[1] Cotes : *Harmonia mensurarum* (1722), p. 84. V. aussi F. Gomes Teixeira : *Traité des Courbes,* n° 476 (Coimbre 1909).

Cette spirale fait un nombre indéfini de circonvolutions autour du pôle O, qui est un point asymptotique, et elle possède une asymptote qui coïncide avec l'axe des abscisses.

Quand θ est très petit, soit ε sa valeur, on a :

$$r^2 = \frac{a^2}{\varepsilon};$$

donc r tend vers l'infini.

Aux points A, B, C, D, etc., où θ égale $\frac{\pi}{2}$, $\frac{3}{2}\pi$, $\frac{5}{2}\pi$..., r prend les valeurs suivantes :

$$OA = a\sqrt{\frac{2}{\pi}}, \quad OB = a\sqrt{\frac{2}{2\pi}}, \quad OC = a\sqrt{\frac{2}{3\pi}}, \text{ etc.},$$

ce qui nous donne un moyen simple de construire la courbe par points.

La *sous-tangente* au point (θ, r) a pour expression

$$S_t = r^2 \frac{d\theta}{dr} = -\frac{2a^2}{r},$$

d'où l'on déduit les deux propositions suivantes :

1) La sous-tangente, au *lituus* au point M, est inversement proportionnelle au vecteur MO du point de contact, et égale au double de l'arc M*m;*

2) L'aire du triangle formé par le vecteur OM, par la perpendiculaire à ce vecteur au point O, et par la tangente au point M, est égale au double de l'aire du secteur circulaire MO*m*.

Le *rayon de courbure* de la courbe envisagée est donné par la formule

$$R = \frac{r\,(4a^4 - r^4)^{\frac{3}{4}}}{2a^2(r^4 - 4a^4)}.$$

Il y a donc un point d'inflexion; il suffira pour le déterminer d'égaler R à ∞ : cette condition est remplie quand

$$r^4 - 4a^4 = 0;$$

d'où

$$r^4 = 4a^4,$$

et

$$r = a\sqrt{2}.$$

Si nous remarquons qu'ici $r^2 = 2a^2$, l'expression $r^2\theta = a^2$ devient dans ce cas

$$r^2\theta = 2a^2\theta = a^2;$$

d'où

$$\theta = \frac{1}{2}.$$

Le vecteur au point d'inflexion est donc toujours incliné d'un angle constant sur l'axe des X, et cet angle θ égale 28°4′ environ[1].

Cherchons, maintenant, *l'aire balayée par le vecteur du point* (θ, r).

La différentielle du secteur qui représente cette surface peut s'écrire :

$$dA = \frac{r^2}{2}\, d\theta.$$

Mais l'équation du *lituus* nous donne :

$$r^2 = \frac{a^2}{\theta};$$

dès lors, on aura :

$$dA = \frac{a^2}{2} \cdot \frac{d\theta}{\theta},$$

expression dans laquelle $\frac{d\theta}{\theta}$ est la différentielle logarithmique de θ.

Intégrant, il vient pour la valeur de A, d'une façon générale

$$\int dA = \frac{a^2}{2} \int \frac{d\theta}{\theta} = A = \frac{a^2}{2} \operatorname{Log} \theta + \text{const.}$$

Si enfin nous voulons avoir la valeur du secteur A compris entre r_1 et r_0, cette même intégration nous donnera au moyen des intégrales définies

$$A = \frac{a^2}{2} \operatorname{Log} \theta_1 - \operatorname{Log} \theta_0 = \frac{a^2}{2} \operatorname{Log} \frac{\theta_1}{\theta_0}.$$

[1] Nous avons vu que le point d'inflexion se produit pour $r = a\sqrt{2}$. Ajoutons qu'en ce point, la sous-tangente est égale à r.

Pour obtenir A en fonction de r, il suffira de remarquer que $\theta = \frac{a^2}{r^2}$: d'où nous pouvons conclure :

$$A = \frac{a^2}{2}\left(\text{Log}\,\frac{a^2}{r_1^2} - \text{Log}\,\frac{a^2}{r_0^2}\right) = \frac{a^2}{2} \times \text{Log}\left(\frac{a^2}{r_1^2} : \frac{a^2}{r_0^2}\right) = \frac{a^2}{2}\,\text{Log}\,\frac{r_0^2}{r_1^2} =$$

$$\frac{a^2}{2}\,\text{Log}\left(\frac{r_0}{r_1}\right)^2 = \frac{a^2}{2} \cdot 2\,\text{Log}\,\frac{r_0}{r_1} = a^2\,\text{Log}\,\frac{r_0}{r_1}.$$

Conclusion. — L'aire balayée par le vecteur A aura pour expression finale

15. $$A = \frac{a^2}{2}\,\text{Log}\,\frac{\theta_1}{\theta_0} = a^2\,\text{Log}\,\frac{r_0}{r_1} + \text{const.}$$

A la fin de ce chapitre, nous reviendrons sur une application des formules du *lituus;* mais nous pouvons déjà faire ici une remarque : en raison, sans doute, de la rotation rétrograde aux confins de la nébuleuse, le point d'inflexion des branches spirales n'est pas toujours marqué. Il se peut aussi que nous ne puissions suivre, jusqu'à ce point, les branches forcément atténuées, quand le vecteur augmente. Enfin notons que la forme de la spirale *lituus* n'est qu'approchée pour les nébuleuses; néanmoins, c'est encore elle qui rend le mieux compte des apparences observées.

32. ***Considérations générales sur l'influence d'un milieu résistant.*** — Toutefois, les branches spirales ne sont encore qu'une phase d'évolution du système nébulaire. En même temps que les amas glissent, pour ainsi dire, sur ces branches, tendant ainsi vers le centre, et que le gros des spirales balaye l'étendue du disque équatorial, ce dernier s'alimente des amas situés au-dessus et au-dessous de son plan principal : là, les météores manifestent une tendance aux deux circulations directe et rétrograde, les chocs sont nombreux et, peu à peu, la matière qui a échappé aux branches spiraloïdes gagne le noyau central, qui devient ainsi le lieu de rendez-vous de presque tous les matériaux capturés. Rares, en effet, seront les amas pouvant échapper à son emprise. Ceux-ci, dans notre petit système, ont donné naissance aux mondes planétaires. Par quel mécanisme

exact sont-ils arrivés à s'isoler, c'est ce que nous dirons dans la suite. En attendant, nous allons supposer toutes formées les nodosités sur les branches spirales.

A partir de ce moment, ces amas planétaires vont pouvoir circuler plus librement; ils obéiront à la troisième loi de Képler et, suivant leur vitesse originelle, ils décriront des orbites elliptiques d'excentricité plus ou moins accusée, dans un milieu que nous pouvons considérer comme résistant.

Examinons les conséquences d'un tel état de choses.

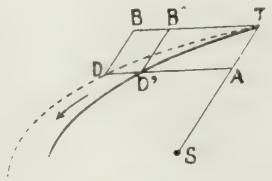


Fig. 36.

Soit TB l'impulsion tangentielle (fig. 36) d'une masse planétaire située en T, S représentant le centre du soleil futur; la résistance agira en sens contraire de TB pour diminuer sa valeur et la réduire à TB'.

Mais la valeur TA, de l'attraction centrale, n'aura pas changé en un temps très court; dès lors, au lieu de suivre la première diagonale TD du parallélogramme, le corps situé en T prendra la direction de la diagonale TD', et l'orbite primitive sera modifiée. Les vecteurs ayant diminué dans la nouvelle trajectoire, le moyen mouvement, lié par la troisième loi de Képler à la distance de la masse centrale, devra donc s'accélérer.

D'autre part, la résistance dépend du milieu traversé, et la densité de ce milieu s'accroît elle-même à mesure qu'on approche du noyau central; de sorte que, finalement, la résistance ρ a pour expression générale

$$\rho = K\varphi\left(\frac{1}{r}\right),$$

r étant le rayon vecteur de la masse planétaire et K un coefficient constant.

On pourrait traiter le problème en posant :

$$\rho = \frac{K}{r^n};$$

mais, par analogie avec ce qui se passe sur la Terre en différents milieux, on suppose le cas où

$$\rho = \frac{K}{r^2}.$$

Le premier effet d'une résistance de ce genre est de diminuer le grand axe et d'atténuer la valeur de l'excentricité. C'est ce que nous démontrerons analytiquement; mais le raisonnement suivant suffirait à faire comprendre le mécanisme de ces variations.

Supposons le cas de l'effet maximum qui doit se produire lorsque la planète est le plus proche du Soleil (fig. 37), c'est-

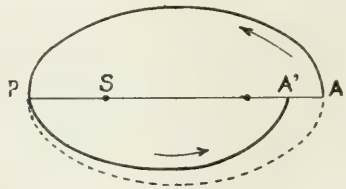


Fig. 37.

à-dire à son périhélie P. Introduisons brusquement une résistance : l'attraction vers le centre se fera plus largement sentir, et la chute, dans cette direction, se traduira par un rapprochement de l'aphélie A'; le périhélie restant au même endroit, nous aurons forcément une diminution de l'excentricité. Cette dernière augmenterait, au contraire, si la résistance ne se faisait sentir qu'au moment du passage à l'aphélie, puisque, dès lors, le périhélie serait obligé de se rapprocher du Soleil.

Mais, dans la réalité, les choses ne se passent pas ainsi : la résistance agit en chaque point de l'orbite, et, comme elle est plus forte dans la portion voisine du périhélie, cette dernière circonstance finit par prévaloir; si bien, qu'en somme, la marche d'un astre dans un milieu résistant a pour

effet de diminuer à la fois l'excentricité et le grand axe, si l'orbite est elliptique.

On étudie généralement ces variations des éléments par la méthode classique de la *variation des constantes*.

On trouvera un exposé complet de ce procédé assez laborieux dans certains Traités de Mécanique céleste, notamment dans les ouvrages de Poisson [1] et de Pontécoulant [2]. M. See l'a présenté sous une autre forme, en faisant intervenir l'équation des forces vives et le travail [3]; c'était déjà une simplification sur les méthodes antérieures.

Or, en examinant la question d'une large vue d'ensemble, il m'est apparu qu'il doit exister un moyen plus simple, et j'oserai dire plus élégant, pour arriver aux mêmes résultats. La démonstration que je donne aujourd'hui est fondée sur cette remarque que le travail de la résistance s'effectue précisément dans la direction, quoique en sens contraire, de

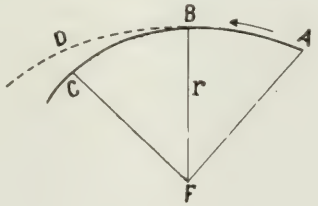


Fig. 38.

l'accélération tangentielle; cette seule considération, nous allons le voir, va nous conduire à déterminer les variations des principaux éléments de la trajectoire du mobile.

33. ***Effets de la résistance sur la valeur du grand axe d'une orbite elliptique : a diminue constamment.*** — Soit une petite masse m décrivant une orbite autour du Soleil suivant les lois de Képler; nous supposerons l'orbite

[1] Poisson : *Traité de Mécanique*, t. I, p. 444.

[2] Pontécoulant : *Théorie analytique du système du monde*, t. III, p. 271.

[3] On verra un exposé de cette théorie dans H. Poincaré : *Leçons sur les Hypoth. Cosmog.*, pp. 118 et suiv.

elliptique et l'excentricité quelconque (fig. 38); soit F l'un des foyers qu'occupe l'astre central.

Si la résistance était nulle, le corps planétaire parti de A arriverait en B (supposé très rapproché) en un temps très court, après avoir décrit sa trajectoire elliptique suivant la loi des aires, et sa vitesse aurait pour expression

$$v^2 = \mu\left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a}\right). \tag{16}$$

L'accélération tangentielle étant exprimée par $\frac{dv}{dt}$, si a (demi-grand axe) est une constante, nous devrions avoir en différentiant :

$$2v\,dv = 2\mu\,d\frac{1}{r}. \tag{17}$$

Mais remarquons que

$$v = \frac{ds}{dt},$$

ds désignant l'élément de la trajectoire; il vient donc pour la valeur de l'accélération tangentielle

$$\frac{dv}{dt} = \frac{\mu}{ds}\,d\frac{1}{r}. \tag{18}$$

Supposons maintenant qu'une résistance se fasse sentir en B; elle aura pour effet immédiat de *réduire* cette accélération tangentielle à laquelle elle est directement opposée; comme, en outre, elle est, par hypothèse, proportionnelle au carré de la vitesse, si ϱ désigne un coefficient proportionnel à la densité du milieu, l'expression de la résistance, ou mieux, de l'*accélération résistante*, sera ϱv^2.

L'accélération tangentielle (18) deviendra donc :

$$\frac{\mu}{ds}\,d\frac{1}{r} - \varrho v^2 = dv_1; \tag{19}$$

et la vitesse sera :

$$\int dv_1 = v_1;$$

c'est-à-dire, que le corps partira de B avec une vitesse changée v_1. Au lieu de se diriger vers D, il abandonnera sa pre-

mière trajectoire et décrira une autre conique ; mais, en raison de la loi des aires, nous aurons encore

$$v_1^2 = \mu\left(\frac{2}{r} - \frac{1}{a_1}\right), \tag{20}$$

car $FB = r$; si donc, le rayon vecteur reste le même, la vitesse ayant changé, il faut que le grand axe ait varié, lui aussi. Remarquons, toutefois, que les variations de a sont assez restreintes ; pour que le mouvement ne cesse pas d'être elliptique, — et c'est ici notre hypothèse, — il faut, en effet, qu'on ait toujours (n° 19)

$$v^2 < \frac{2\mu}{r}.$$

Il s'ensuit que, dans ce cas, la résistance doit être faible : c'est ce que nous allons supposer.

Ainsi, pour que des mouvements de masses planétaires puissent s'effectuer sur des orbites elliptiques, la résistance ne doit pas être trop forte, sans quoi ces masses se précipiteraient vite sur le noyau central. Cette dernière circonstance se trouve réalisée pendant une large période de l'existence des nébuleuses, et c'est ce qui explique que dans notre système solaire, en particulier, les matériaux planétaires ne sont rien en comparaison de la masse énorme du Soleil. C'est donc à la fin de la condensation, et seulement à cette phase, au cours de laquelle s'est déblayée l'aire équatoriale, alors qu'il existait une masse centrale bien condensée, que la résistance affaiblie permit à des disques planétaires de subsister.

Après cette digression nécessaire, revenons à notre problème dont les données sont maintenant plus précises.

L'expression générale de la vitesse (16) montre que la valeur de cet élément est fonction de r et de a. Si v diminue, r restant constant, a diminuera et nous devrons le considérer, désormais, comme une *variable* dans la formule (20).

Calculons donc la nouvelle accélération tangentielle. En opérant comme précédemment, nous trouvons pour sa valeur

$$\frac{\mu}{ds} d\frac{1}{r} - \frac{\mu}{2ds} d\frac{1}{a};$$

alors que la première nous avait donné :

$$\frac{\mu}{ds} d \frac{1}{r} .$$

La différence de ces deux expressions provient précisément de la résistance envisagée. Nous pouvons donc écrire que *cette différence égale la résistance* ou

$$-\frac{\mu}{2ds} d \frac{1}{a} = \rho v^2 ;$$

d'où

$$-\mu . d \frac{1}{a} = 2\rho v^2 \, ds ;$$

et

$$\frac{\mu}{a^2} da = -2\rho v^2 \, ds,$$

ou

$$(21) \qquad da = -2\rho a^2 \frac{v^2}{\mu} ds.$$

Nous pouvons remplacer v^2 par sa valeur et il vient finament

$$(22) \qquad da = -2\rho a \left(\frac{2a}{r} - 1\right) ds.$$

Comme on a toujours

$$\frac{2a}{r} - 1 > 1,$$

la différentielle est essentiellement négative, la fonction ne peut donc être que décroissante, et nous pouvons conclure que a diminue constamment : c'est d'ailleurs ce que nous aurions pu inférer de (21), puisque $\frac{v^2}{\mu}$ est toujours positif.

34. ***Remarque***. — Si l'on voulait arriver à la formule classique, il suffirait d'introduire dans (22) la valeur de r en fonction de a, de e et de $\cos\theta$ (θ = anomalie vraie et e = excentricité).

En effet,

$$r = \frac{a(1 - e^2)}{1 + e\cos\theta},$$

et

$$\frac{2a}{r} - 1 = \frac{1 + 2e\cos\theta + e^2}{1 - e^2}; \tag{23}$$

on a donc

$$da = -\frac{2\varrho a}{1 - e^2}(1 + 2e\cos\theta + e^2)\,ds. \tag{24}$$

35. ***Effets de la résistance sur l'excentricité : e diminue constamment.*** — Rappelons quelques formules du mouvement elliptique :

C = double constante des aires;
p = demi-paramètre;
φ = angle de r avec la direction de v.

Nous avons (V. *Mécanique céleste*) :

$$\text{(25)} \qquad C = \begin{cases} r^2\dfrac{d\theta}{dt}, \\ vr\sin\varphi, \\ \sqrt{\mu p}, \\ \sqrt{\mu a(1 - e^2)}. \end{cases}$$

Nous allons calculer la valeur de $\frac{dv}{dt}$, accélération tangentielle, par la méthode précédente (n° 33) :

1) D'abord dans le mouvement normal elliptique, avec a et e comme *constantes;*

2) Puis, dans le même mouvement *altéré* par la résistance, en considérant a et e comme *variables.*

Premier cas. — Les formules précédentes (25), qui expriment les valeurs égales de C, permettent d'écrire :

$$v = \frac{C}{r\sin\varphi}.$$

Différentiant pour avoir la valeur de dv et divisant par dt, nous avons :

$$\frac{dv}{dt} = -C\,\frac{d(r\sin\varphi)}{dt(r^2\sin^2\varphi)}.$$

Deuxième cas. — De même, nous trouverons quand la vitesse sera v_1

$$\frac{dv_1}{dt} = \frac{d_1 C\, r \sin\varphi - d\, r \sin\varphi\, C}{dt\, r^2 \sin^2\varphi};$$

d'où

$$\frac{dv}{dt} - \frac{dv_1}{dt} = \frac{-Cd\, r\sin\varphi - d_1 C\, r\sin\varphi + d(r\sin\varphi)C}{dt\, r^2\sin^2\varphi}$$

$$= \frac{d_1 C}{dt\,(r\sin\varphi)}.$$

Remplaçant C par sa valeur $\frac{r^2 d\theta}{dt}$ (23), on a :

$$\frac{dv}{dt} - \frac{dv_1}{dt} = -\frac{\frac{d_1 r^2 d\theta}{dt}}{dt\, r\sin\varphi} = -\frac{d_1 r^2 d\theta}{r\sin\varphi\, dt^2}.$$

Nous pouvons donc écrire finalement

$$\varphi v^2 = -\frac{d_1 r^2 d\theta}{r\sin\varphi\, dt^2};$$

mais, d'après (23)

$$\sin\varphi = \frac{r d\theta}{r v dt} = \frac{d\theta}{v\, dt},$$

et

$$v = \frac{ds}{dt};$$

il vient donc, en remplaçant $\sin\varphi$ et v par leurs valeurs respectives, et changeant les signes

$$d_1 r^2 d\theta = -\varphi\, r^2 d\theta\, ds,$$

et comme

$$d_1 r^2 d\theta = d_1\sqrt{\mu a(1-e^2)}\, dt,$$

on a :

$$d_1\sqrt{\mu a(1-e^2)}\, dt = -\varphi\sqrt{\mu a(1-e^2)}\, dt\,.\, ds,$$

ou

$$d_1\sqrt{a(1-e^2)} = -\varphi\sqrt{a(1-e^2)}\, ds.$$

Nous pouvons remplacer a par sa valeur tirée de (24) et nous aurons après transformations

$$(26) \qquad de = -2\varphi(e + \cos\theta)\, ds.$$

Pour étudier plus facilement les variations de e, il est toujours préférable de remplacer da par sa valeur déjà trouvée dans (23), et l'on aura après transformations

$$de = \frac{\rho(1-e^2)}{e}\, ds \left[1 - \left(\frac{2a}{r} - 1\right)\right].$$

Le deuxième facteur est toujours négatif, puisque $\frac{2a}{r} - 1 > 1$; il en est alors de même de $de : e$ est donc sans cesse décroissant.

36. ***Cas où l'excentricité est très faible.*** — Lorsque e est très petit, on peut supprimer dans la valeur de de les infiniment petits du second ordre; r est très voisin de a et $\frac{2a^2}{r} - a = a$ sensiblement.

D'autre part, ds égale à très peu près $ad\theta$ et (24) devient :

$$da = -2\rho a^2\, d\theta. \tag{27}$$

De même, la formule (26) deviendra :

$$de = -2\rho a \cos\theta\, d\theta. \tag{28}$$

En considérant ρ comme constant, et δa, δe comme les parties variables de a et de e, il viendra en intégrant :

$$\delta a = -2\rho a^2\theta,$$
$$\delta e = -2\rho a \sin\theta.$$ [1]

[1] Voici comment ces résultats sont obtenus dans les deux cas : da et de sont les différentielles de la partie variable de a et de e, qu'on peut exprimer par δa et δe.

On écrira donc $d.\delta a = -2\rho a^2 d\theta$;
intégrant, on obtiendra :

$$\int d.\delta a = -2\rho a^2 \int d\theta,$$

ou

$$\delta a = -2\rho a^2\theta.$$

Pour $de = -2\rho a \cos\theta\, d\theta$,
on écrira : $d.\delta e = -2\rho a d(\sin\theta)$;
intégrant, on obtiendra :

$$\int d.\delta e = -2\rho a \int d.\sin\theta,$$

ou

$$\delta e = -2\rho a \sin\theta.$$

On peut donc connaître les variations de δa pour

$$\theta = \pi \quad \text{ou} \quad \theta = 2\pi;$$

de même, en est-il pour leurs multiples $k\pi$ et $k2\pi$, en d'autres termes toutes les fois que le mobile repassera à son périhélie et à son aphélie.

La variation δe est plus complexe.

Pour π et 2π, c'est-à-dire au périhélie et à l'aphélie $\sin\theta = 0$. En ces deux endroits, le mobile décrit donc des éléments d'ellipse dont l'excentricité est la même qu'au début. La diminution de cette dernière ne peut reprendre qu'entre ces deux valeurs extrêmes, et l'inégalité se fait sentir à chaque révolution.

Corollaire. — Le moyen mouvement augmente, comme aussi la vitesse linéaire. On voit que, dans tous les cas, la marche d'une planète dans un milieu résistant a pour effet de diminuer aussi bien le grand axe que l'excentricité.

Il s'ensuit une autre conséquence paradoxale au premier abord : malgré la résistance, le moyen mouvement de la planète s'accroît.

Ce moyen mouvement ω a, en effet, pour valeur

$$\omega = \frac{2\pi}{t},$$

mais, d'après la troisième loi de Képler, nous avons :

$$\mu = \left(\frac{2\pi}{t}\right)^2 a^3;$$

d'où

$$\mu = \omega^2 a^3 = (\omega a)^2 a.$$

Donc, si a diminue, ω augmente par compensation; il en est de même de la vitesse linéaire ωa.

37. ***Étude de la résistance dans le mouvement circulaire : effets de cette résistance.*** — Ainsi, à mesure qu'un mobile circule dans un milieu résistant, sa trajectoire tend vers la circonférence qu'on peut considérer, *dans une première approximation*, comme la limite qu'il s'efforce d'atteindre.

Cette circonférence, toutefois, n'est qu'une limite de forme, mais non de dimensions, car a diminue sans cesse sous l'effet de la résistance du milieu et se confond donc bientôt avec r.

Après une *période* plus ou moins longue, comprenant un nombre déterminé k de révolutions pouvant comporter une variation de a, nous aurons :

$$\theta = k2\pi.$$

L'excentricité, n'ayant pu varier, reste toujours nulle et, au bout de la période considérée, le mobile repartira pour subir, dans la période suivante, une nouvelle variation, et nous aurons :

$$\theta_1 = k_1 2\pi.$$

Cherchons la variation de a dans chaque cas.

Pour la première série k_1, nous aurons :

$$\delta a = a - r = 2\rho a^2\theta\,;$$

d'où

$$r = a - 2\rho a^2\theta.$$

(a souligné est une constante) et à la fin de k

$$r = a - 2\rho a^2 k2\pi.$$

Pour la deuxième série k_1, a est devenu :

$$a - 2\rho a^2 k2\pi,$$

nous aurons donc

$$\delta a = (a - 2\rho a^2 k2\pi) - r_1,$$

ou

$$\delta a = 2\rho(a - 4\rho k\pi a^2)^2\theta\,; \tag{29}$$

d'où

$$r_1 = (\underline{a - 4\rho a^2\pi}) - 2\rho(a - 4\rho k\pi a^2)^2\theta,$$

(la partie soulignée est considérée comme une constante).

A la fin de la série k_1, nous aurons enfin

$$r_1 = (\text{const}) - 2\rho k_1 2\pi(a - 4\rho\pi a^2)^2,$$

ou, en simplifiant

$$r_1 = (\text{const}) - (\text{const}^2)(4\pi k_1\rho).$$

On obtiendrait d'une façon analogue r_2, r_3, r_4, etc.

La conclusion est que le mobile tombe peu à peu vers la

masse centrale en décrivant des spires très rapprochées les unes des autres. La trajectoire est toujours très voisine du cercle, si l'on considère un de ses éléments ; mais, après chaque révolution, r a néanmoins varié d'une certaine quantité, qui est elle-même fonction du coefficient ρ et de a.

On peut calculer la variation de a au moyen de la formule (29). Développant et supprimant les infiniment petits du second ordre, on a d'abord

$$\delta a = 4\pi\rho(a^2 - 2a^2 k 4\pi\rho a^2).$$

Effectuant de nouveau et supprimant toujours les infiniment petits du second ordre, il vient pour la valeur définitive de δa, après chaque révolution, la forme suivante assez simple et qui est classique [1] :

$$\delta a = 4\pi\rho a^2. \tag{30}$$

38. ***Forme de la spirale due à la résistance.*** — Si le coefficient ρ ne variait pas dans le temps et dans l'espace, nous aurions donc pour la variation du rayon r après chaque révolution

$$\delta r = r - k\,4\pi a^2\rho\,. \tag{31}$$

Or si, d'après l'équation de la spirale *lituus* $(r^2\theta = a^2)$, a représentant une constante et k un nombre de spires compté sur l'axe des Y, nous cherchons la valeur de r, nous allons obtenir une formule tout à fait analogue à la précédente (31) (V. fig. 39).

En effet, si dans $r^2\theta = a^2(\text{const})$ nous faisons $\theta = \frac{\pi}{2}$, cette équation devient :

$$r^2\frac{\pi}{2} = a^2 \quad \text{ou} \quad r^2 = \frac{2a^2}{\pi}\,.$$

Pour des révolutions successives, on aura :

$$5\frac{\pi}{2}, \quad 9\frac{\pi}{2}, \quad 13\frac{\pi}{2}, \text{ etc...}^{2}.$$

[1] V. Poisson : *op. j. cit.*, p. 445.

[2] En effet, quand $\theta = 5\frac{\pi}{2}$, le mobile fait un tour, ou $2\pi\left(=4\frac{\pi}{2}\right)$ plus $\frac{\pi}{2}$.

d'où successivement

$$r^2 = \frac{2a^2}{\pi};$$

$$r_1^2 = \frac{2a^2}{\pi} \cdot \frac{1}{5};$$

$$r_2^2 = \frac{2a^2}{\pi} \cdot \frac{1}{9};$$

$$r_3^2 = \frac{2a^2}{\pi} \cdot \frac{1}{13};$$

. . . . . .

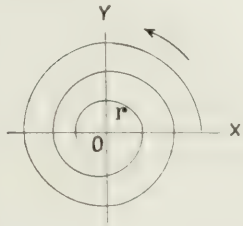


Fig. 39.

Mais, remarquons que nous pouvons écrire ces termes de la façon suivante.

Pour r_1^2 par exemple, on aura :

$$r_1^2 = \frac{2a^2}{\pi} \cdot \frac{1}{5} = \frac{2a^2}{\pi} - \frac{4}{5} \cdot \frac{2a^2}{\pi} = \frac{2a^2}{\pi} - 1\left(4 \cdot \frac{1}{5} \cdot \frac{2a^2}{\pi}\right),$$

pour r_2^2

$$r_2^2 = \frac{2a^2}{\pi} \cdot \frac{1}{9} = \frac{2a^2}{\pi} - \frac{8}{9} \cdot \frac{2a^2}{\pi} = \frac{2a^2}{\pi} - 2\left(4 \cdot \frac{1}{9} \cdot \frac{2a^2}{\pi}\right);$$

et, d'une façon générale, après un nombre k de spires

$$r_k^2 = \frac{2a^2}{\pi} - k\left(4 \cdot \frac{1}{m} \cdot \frac{2a^2}{\pi}\right).$$

Remarquons enfin que

$$\frac{2a^2}{\pi} = \text{const} = c^2;$$

d'où

$$r_k^2 = c^2 - \frac{4kc^2}{m} = c^2\left(1 - \frac{4k}{m}\right).$$

Nous ne changerons pas la valeur de r_k^2, en ajoutant à la parenthèse l'infiniment petit $\frac{4k^2}{m^2}$, et nous aurons :

$$r^2 = c^2\left(1 - \frac{4k}{m} + \frac{4k^2}{m^2}\right) = c^2\left(1 - \frac{2k}{m}\right)^2;$$

d'où

$$r = c\left(1 - \frac{2k}{m}\right).$$

Comme on peut poser :

$$\frac{1}{m\pi} = \varepsilon,$$

on pourra écrire finalement

$$r = c - 4\pi k c^2 \frac{\varepsilon}{2c}.$$

Substituant la constante a de la résistance à la place de la lettre c, nous obtenons bien une formule calquée sur celle de la résistance (31), soit :

$$r = a - k\left(4\pi a^2 \frac{\varepsilon}{2}\right).$$

Dans la réalité, le milieu devient de plus en plus résistant à mesure qu'on approche de la masse centrale; il s'ensuit que le coefficient ϱ varie aussi bien que ε, tous les deux augmentant rapidement. Ainsi apparaît mieux encore l'analogie des deux formules.

Conclusion. — Il faut admettre que, même très près de la masse centrale, certaines spires nébulaires ressemblent à celles de la spirale *lituus*, jusqu'au moment où les amas sont incorporés à cette masse et tournent, comme elle, avec la même vitesse angulaire.

II. — Déformation des orbites par l'accroissement de la masse centrale.

39. ***Le problème des différences d'excentricité.*** — Nous savons que la circulation, dans un milieu résistant, amène peu à peu la planète à décrire des orbites circulaires. Si donc ces orbites sont devenues telles, la disparition du milieu résistant aurait dû laisser les choses en l'état. Or il est loin d'en être ainsi : l'étude du système solaire nous montrera, à cet égard, plus d'une anomalie; certaines planètes décrivent des orbites presque circulaires, tandis que d'autres ont des excentricités plus accentuées.

Les perturbations sont impuissantes à nous donner l'explication de ces apparentes bizarreries. Après la raréfaction du milieu et alors qu'elles étaient arrivées à tourner presque circulairement, les planètes auraient-elles vu leurs orbites s'excentrer? Le fait est très vraisemblable; mais, jusqu'ici, aucune théorie cosmogonique n'est parvenue à l'expliquer. La cause de ces différences d'excentricité doit, selon nous, être surtout recherchée dans l'accroissement postérieur de la masse centrale. C'est ce que nous allons démontrer.

40. ***Effets de l'accroissement de la masse centrale sur des orbites extérieures.*** — La valeur de l'accélération φ dans le mouvement elliptique est donnée par la formule

$$\varphi = 4\pi^2 \frac{a^3}{T^2} \cdot \frac{1}{r^2}. \tag{32}$$

Mais, d'autre part, C étant le double de l'aire décrite par le rayon vecteur dans l'unité de temps, on a :

$$C = \frac{2\pi ab}{T} \quad \text{ou} \quad C \,.\, T = 2\pi ab.$$

Nous avons donc, finalement, pour valeur de l'accélération

$$\varphi = \frac{C^2}{a\,(1 - e^2)} \cdot \frac{1}{r^2}. \tag{33}$$

Dans le mouvement circulaire, on a :

$$e = 0 \quad \text{et} \quad r = a;$$

on doit donc écrire dans ce cas

$$\varphi = \frac{C^2}{r^3}. \tag{34}$$

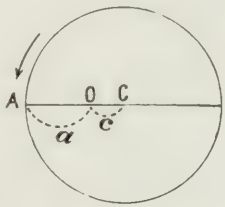


Fig. 40.

Cherchons maintenant l'effet d'un accroissement de la masse centrale sur l'orbite décrite.

Supposons une circonférence de rayon $r = CA$ parcouru par un mobile et admettons qu'au moment où ce dernier arrive au point A, l'accélération φ s'accroisse de $\Delta\varphi$, ce qui suppose un accroissement correspondant de la masse centrale. (V. fig. 40.)

Le demi-axe AO de l'ellipse décrite sera donné par la formule

$$\varphi + \Delta\varphi = \frac{C^2}{a(1-e^2)} \cdot \frac{1}{r^2}. \tag{35}$$

Divisant (35) par (34), il vient :

$$\frac{\varphi + \Delta\varphi}{\varphi} = \frac{r}{a(1-e^2)}; \tag{36}$$

mais

$$r = AO + OC = a + c = a(1+e),$$

puisque la demi-distance focale

$$c = ae.$$

Donc

$$\frac{\varphi + \Delta\varphi}{\varphi} = \frac{1}{1-e}; \tag{37}$$

d'où

$$e = \frac{\Delta\varphi}{\varphi + \Delta\varphi}. \tag{38}$$

On pourrait aussi écrire :

$$e = \frac{\Delta\varphi}{\varphi + \Delta\varphi} = \frac{\Delta\mu}{\mu + \Delta\mu},$$

et

$$\Delta\mu = \Delta M,$$

ce qui montrerait que φ, μ, M s'accroissent d'une façon correspondante.

Si φ augmentait d'une façon notable, du double, par exemple, ce qui supposerait doublée la masse du corps attirant, nous aurions évidemment

$$\Delta\varphi = \varphi,$$

et la valeur de l'excentricité serait, d'après (38)

$$e = \frac{1}{2}.$$

Le mobile dans ce cas décrirait une ellipse dont le centre O serait au tiers de la distance AC.

Mais si $\Delta\varphi$ est très petit, ce qui implique un accroissement lent de la masse centrale, l'excentricité ne peut aug-

menter que dans de faibles proportions, et une résistance du milieu suffit pour l'annuler. Tel est le cas examiné par H. Poincaré dans les hypothèses de Faye et de du Ligondès.

Revenant au cas de l'accroissement lent, il est permis de voir dans les variations de la masse centrale une cause systématique de l'altération des orbites planétaires; cette cause n'est évidemment pas la seule, et nous aurons dans la suite l'occasion de revenir sur ce point intéressant; mais il était bon, dès maintenant, d'attirer l'attention sur celle que nous venons de signaler.

DEUXIÈME PARTIE

FORMATION DU SYSTÈME SOLAIRE

CHAPITRE I

CONDITIONS INITIALES DE FORMATION

41. — Nous allons maintenant appliquer les considérations développées au cours des précédents chapitres à la construction du Système solaire. Sans doute les grandes nébuleuses spirales aperçues au foyer de nos puissants télescopes sont infiniment plus étendues que les nébulosités entourant les *novæ* ou les soleils groupant autour d'eux un cortège peu fourni de corps planétaires; mais, aux proportions près, les mécanismes de la formation et de la condensation des systèmes doivent avoir des points communs. La loi de spiralité découle de la résistance du milieu, et la création de la double branche spirale, nous l'avons démontré, est la conséquence nécessaire du mode de capture.

L'hypothèse envisagée doit donc expliquer les grandes lignes du Système solaire mieux que ne l'ont fait jusqu'ici les théories cosmogoniques anciennes, qui toutes ont laissé dans l'ombre des faits dûment constatés et maintenant hors de doute. Ces données absolument certaines, nous les enregistrerons au cours de nos recherches; en attendant, contentons-nous d'indiquer l'ordre de grandeur qu'il faut attribuer aux éléments qui sont entrés en action pour construire la nébuleuse dont nous sommes issus.

42. ***Vitesses initiales du noyau et du nuage cosmique. Nature des trajectoires des météores.*** — A l'heure actuelle, le rayon de la sphère d'activité du Soleil est de l'ordre de 100000 unités astronomiques, c'est-à-dire 100000 fois environ la distance du Soleil à la Terre; mais notons qu'au moins dans notre voisinage, la densité stellaire est faible. C'est à tel point que, si nous supposons les étoiles les plus proches à une distance moyenne de 20 années-lumière, une collision avec l'une d'elles n'aurait des chances de se produire, au dire d'Arrhénius, qu'au bout de 100000 milliards d'années [1].

Il semble bien toutefois que, dans les régions galactiques, cette densité soit beaucoup plus accusée; nous y constatons aussi l'existence de longues traînées noires, véritables nuages cosmiques interceptant la lumière des étoiles situées derrière eux (V. planche IV, page 19).

Le plan médian de la Voie lactée, dont nous occupons une région quasi-centrale, s'est donc vidé au profit de ses bords, qui représentent pour nous actuellement l'anneau galactique nous entourant de toutes parts.

Il est donc de la plus stricte vraisemblance de supposer qu'autrefois, l'intérieur de cette vaste couronne était beaucoup plus dense qu'aujourd'hui : de longues processions de noyaux stellaires plus ou moins condensés devaient s'y croiser à chaque instant avec de larges courants météoritiques. Les vitesses propres des uns et des autres devaient être du même ordre de grandeur et atteignaient sensiblement plusieurs dizaines de kilomètres à la seconde, celles d'ailleurs qu'enregistrent nos statistiques des mouvements propres stellaires.

La rencontre d'un noyau en voie de condensation avec un nuage de météores a donc pu donner naissance à notre nébuleuse et l'apport des matériaux n'a dû cesser qu'après le passage de ce même noyau au sein de cette nuée cosmique.

Le rayon d'action de la masse centrale, beaucoup plus petite qu'aujourd'hui, devait être encore restreint du fait que

[1] Sw. Arrhénius : *Évolution des Mondes.*

les météores exerçaient entre eux des attractions mutuelles. Pour fixer les idées, nous pouvons supposer que ce rayon d'action était de 100 unités astronomiques, soit un peu plus de trois fois la distance du Soleil à Neptune. Aussi loin du noyau central, la vitesse parabolique devait être extrêmement faible; nous pouvons d'ailleurs nous en faire une idée approchée. A l'heure actuelle, en effet, la masse du Soleil est telle qu'à la distance unité, la vitesse parabolique est de $42^{km}10$. Celle-ci étant inversement proportionnelle à la racine carrée de l'éloignement du corps attractif, il s'ensuit qu'à 100 rayons, la vitesse parabolique n'est plus que de $4^{km}21$. A la distance de Neptune, elle n'est encore que de 8 kilomètres environ ($7^{km}68$ exactement). Ce sont là des valeurs vraiment faibles en comparaison des mouvements propres stellaires et des vitesses météoriques qui doivent être de même ordre de grandeur.

La conclusion, c'est qu'un météore abordant notre système dans les parages de la plus lointaine planète connue, avec une vitesse même un peu supérieure à 8 kilomètres par seconde, ne décrirait même pas une parabole, mais une hyperbole. A plus forte raison, si, animé de cette même vitesse, il entrait dans la sphère d'action du Soleil à une distance de 100 rayons, ou 100 unités astronomiques.

A la distance de 100000 unités, correspondant à la sphère d'action du Soleil actuel, la vitesse parabolique n'est que de 135 mètres/sec. seulement; tout corps abordant cette sphère avec une vitesse supérieure est lancé sur une hyperbole. La capture n'est donc possible que si le mobile est exactement dirigé sur le Soleil ou s'il le frôle en passant. Et c'est la raison pour laquelle les anciens astronomes, qui voyaient dans les comètes des étrangères à notre système, admettaient que leur capture avait eu lieu grâce à l'appoint d'une masse planétaire, transformant en une courbe elliptique l'hyperbole primitive.

On pourrait aussi supposer avec Kant[1], — bien qu'une

[1] Kant : *Théorie du Ciel* dans *Les Hypothèses cosmogoniques*, de C. Wolf.

telle hypothèse soit invraisemblable, — que les particules cosmiques ont pu être capturées parce qu'elles étaient primitivement au repos; mais nous savons aujourd'hui qu'un corps quelconque, fût-il au repos dans l'espace, du fait que le Soleil n'est pas fixe, se trouve animé vis-à-vis de lui d'un fort mouvement propre.

Dans toute la suite, nous nous servirons des formules de la Mécanique céleste, en attribuant à μ la valeur en chiffres de 886, qui correspond à l'intensité numérique de l'attraction solaire à la distance unité r. Nous avons préféré cette méthode à celle qui consiste à employer le coefficient de la gravitation, car notre manière de procéder simplifie singulièrement les calculs.

Si l'on pose, en effet (u étant la vitesse parabolique :

$$u^2 = \frac{2\mu}{r},$$

l'expression, dans le cas qui nous occupe, devient :

$$\overline{42^{\text{km}},10}^2 = 2\mu;$$

d'où

$$\mu = 886.$$

Soit maintenant la formule classique dans laquelle
$a = {}^1/_2$ grand axe et $r =$ rayon vecteur

39 $$a = \frac{\mu r}{2\mu - rv^2}.$$

Pour que le corps décrive une *ellipse*, il faut qu'on ait :

$$rv^2 < 2\mu.$$

Dans le cas où l'on aurait :

$$rv^2 = 2\mu,$$

v^2 devient u^2.

Mais si l'on a :

$$rv^2 > 2\mu,$$

a devient négatif et l'on obtient une hyperbole.

Dans la formule précédente (39), remplaçons μ par sa valeur actuelle (dans le système solaire); avec un rayon d'action de 100 unités astronomiques, nous aurons :

$$a = \frac{886 \times 100}{(2 \times 886) - 100v^2}.$$

La vitesse parabolique sera atteinte lorsque nous aurons

$$100v^2 = 2 \times 886,$$

ou

$$v^2 = 17,72;$$

d'où

$$v = u = 4,21,$$

résultat énoncé précédemment.

Si l'on a :

$$v > 4,21,$$

la fraction

$$\frac{ar}{2\mu - rv^2}$$

devient négative et le mobile décrit une hyperbole.

On verrait de même qu'avec des quantités *plus petites* que 4,21, mais très voisines de ce nombre, on obtiendrait des ellipses dont le grand axe sortirait notablement des limites de la sphère d'action du Soleil.

Encore une fois ces vitesses sont faibles, si nous les comparons aux valeurs des mouvements propres stellaires; nous sommes donc conduits, pour rester dans les limites de la vraisemblance, à admettre des vitesses d'ordre plus élevé, par conséquent à conclure que les trajectoires des météores captés indirectement par le noyau central devaient, même au début, être de nature hyperbolique.

43. ***Détermination de l'angle que forme la direction du Soleil dans l'espace avec le plan général du Système solaire.*** — Il faudrait toutefois tenir compte de l'angle sous lequel noyau et nuage cosmique se sont abordés. De ce fait, les vitesses relatives peuvent être nota-

blement modifiées. C'est ce que nous allons essayer de faire, en nous appuyant sur des observations précises.

On sait d'une manière générale que le plan principal du Système solaire, celui dans lequel tournent les planètes, est loin d'être perpendiculaire à la trajectoire du Soleil dans l'espace.

Depuis un certain nombre d'années, on a essayé de déterminer *l'apex* solaire, c'est-à-dire le point de la voûte céleste vers lequel le Soleil emporte le cortège d'astres qui lui sont tributaires. Les anciennes mesures fixaient ce point dans la constellation d'Hercule ; mais, depuis Herschel, les astronomes ont rassemblé de nombreuses données ; leur examen attentif a montré qu'à l'heure actuelle le problème ne saurait être traité avec la précision qu'on avait espérée. Cela provient des mouvements propres stellaires, dont la moyenne varie suivant le type d'étoiles considérées.

Toutefois, il est certain que le Soleil nous entraîne, non vers une région d'Hercule, mais vers un point situé dans la constellation de la Lyre, un peu au sud de Véga. Ce point, qu'on ne saurait déterminer d'une façon rigoureuse, au temps présent, a pour coordonnées approchées :

Ascension droite $= 277°$, soit 18 heures environ ;
Déclinaison $= +35°$.

Rapportée à l'écliptique, cette dernière coordonnée nous donne, pour la *latitude* céleste de l'apex : $+58°$, à peu près.

Mais l'écliptique est relatif à la Terre. En fait, les données doivent être rapportées à un plan plus général que Laplace a nommé *plan invariable du maximum des aires*, pour cette raison que la somme des produits des masses de chaque planète par les aires de leur rayon vecteur projeté sur ce plan est maximum.

En tenant compte des rotations solaire et planétaires, ainsi que des satellites, Stockwell a montré que ce plan forme avec celui de l'écliptique un angle de $1°35'7'',75$[1].

[1] Stockwell : *Memoir on the secular var. of the elements of the orbits of the 8 princ. planets;* Smithson. Contrib. to Knowl., t. XVIII, Washington, 1873.

Comme, d'autre part, son nœud ascendant a pour longitude 106°8′46″,5, on voit que l'arc de 1°35′ doit être mesuré sur la longitude de 286°, c'est-à-dire à peu près aux mêmes endroits que la longitude de l'apex, ce qui fixe finalement à 56° ½ environ l'angle que fait la direction dans l'espace du système solaire avec son plan principal.

44. ***Variations du plan du maximum des aires au cours de l'évolution nébulaire.*** — Il résulte de ce que nous avons dit au n° 25 qu'à chaque phase de la formation de la nébuleuse a dû correspondre un plan du maximum des aires, et cette supposition ne contredit en rien l'affirmation de Laplace démontrant que ce plan est invariable à l'heure actuelle. Ceci, en effet, ne peut être vrai qu'au cas où notre système ne reçoit aucun apport de l'extérieur ; or, si ce cas semble réalisé aujourd'hui, il n'en pouvait être de même lorsque notre nébuleuse s'accroissait constamment aux dépens du nuage cosmique que traversait le Soleil.

En raison des masses importantes des grosses planètes et de leur éloignement, le plan du maximum des aires a été définitivement fixé au moment de l'annexion de Jupiter et des planètes qui lui sont extérieures, c'est-à-dire à la fin de la formation de la nébuleuse. On se rend fort bien compte de cette circonstance si l'on calcule les moments de rotation du Soleil et des planètes à l'heure actuelle : on arrive à un total représenté par le nombre 1200 environ, dont 40 sont affectés au Soleil et plus de 700 à Jupiter, soit pour ce dernier 59 % du total.

Le moment de rotation du Soleil, auquel on ajouterait ceux de Mercure, de Vénus, de la Terre et de Mars, atteindrait à peine 43[1].

On conçoit donc que l'apport de matériaux nouveaux pendant la construction de la nébuleuse, la répartition de ces matériaux sur les branches spirales, leur condensation plus ou moins avancée vers le noyau, aient fait continuellement

[1] Voir la note sur le moment de rotation du Système solaire, à la fin du chapitre, en appendice.

varier le moment de rotation de l'ensemble et la position du plan du maximum des aires.

Toutefois, les variations de ce dernier ont dû être encadrées dans des limites assez étroites, en raison même de la direction constante des météores. Sans doute, ce courant aurait pu décrire dans l'espace une trajectoire curviligne; mais, s'il en a été ainsi dès le début, nous pourrions en dire autant de la direction du Soleil. Or à l'heure actuelle, nous sommes déjà assurés que si les étoiles et notre Soleil lui-même ne voyagent pas en ligne droite, le rayon de courbure de leur trajectoire est si grand qu'on ne commet pas d'erreur sensible en le rejetant à l'infini.

La conclusion de cette digression nécessaire est que nous pouvons considérer l'angle de $56°\frac{1}{2}$ formé par la direction de l'apex avec le plan du maximum des aires comme étant resté sensiblement égal à lui-même, à quelques degrés près, au cours des phases variées qui ont jalonné l'existence de la nébuleuse.

45. ***Angle sous lequel le noyau nébulaire a rencontré le courant des météores.*** — Est-ce à dire que cet

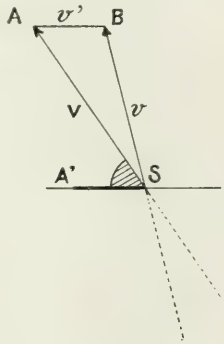


Fig. 41.

angle de $56°\frac{1}{2}$ correspondait à celui sous lequel se sont rencontrés le noyau nébulaire et le nuage cosmique? — Non

très certainement, car il faut tenir compte des mouvements propres dont l'un et l'autre étaient animés.

Désignons par V la vitesse absolue du Soleil S dans l'espace et soit SA (fig. 41) la droite qui la représente. Soit de même SB la droite représentant la vitesse v du courant météorique au point S. Un théorème de Mécanique nous démontre que la vitesse v' du courant, *relativement au Soleil*, sera représentée par la droite AB. Transportée parallèlement à elle-même de façon qu'elle aboutisse en S, cette droite deviendra A'S, et c'est cette droite qui doit faire 56°½ avec SA.

Le problème comporte une infinité de solutions. Adoptons-en une pour fixer simplement les idées. Nous pouvons tenir compte de la résistance qui a dû réduire la vitesse primitive du Soleil : elle est à l'heure actuelle d'une vingtaine de kilomètres à la seconde ; fixons-la à 23 kilomètres. Donnons au courant météorique une vitesse moyenne de 19km8. Si l'angle compris entre les deux directions est de 19° environ, nous trouvons pour la valeur relative des météores, par rapport

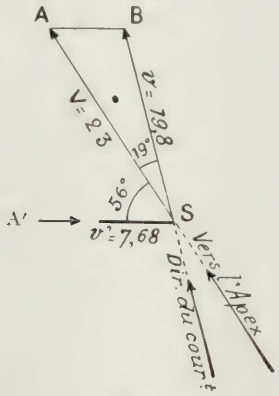


Fig. 42.

au noyau du Soleil futur, 7km68, vitesse parabolique à la hauteur de Neptune. Nous restons donc dans les vraisemblances.

Ainsi, pour un spectateur placé au centre du Soleil et qui se croirait immobile, les choses se passeraient comme si les météores provenaient d'un point de la voûte céleste situé dans la direction de A', et avec une vitesse de $7^{km}68$ (fig. 42).

Le schéma, — et nous insistons sur ce point, — n'a aucune prétention à représenter la réalité. On pourrait en imaginer d'autres aussi vraisemblables; mais celui-ci a l'avantage de montrer que les vitesses relatives peuvent être notablement abaissées du fait que le Soleil (ou la masse centrale) abordait très obliquement un courant météorique. Nous nous plaçons ainsi dans le cas le plus favorable à la capture, puisque les météores possèdent un faible mouvement relatif. Eh bien! même dans ce cas, en supposant un noyau nébulaire aussi considérable que notre Soleil actuel et une sphère d'action de l'ordre de 100 unités astronomiques, le calcul indique que les trajectoires des météores devaient être nettement hyperboliques. La capture directe n'est donc possible que pour les amas rencontrant le Soleil sur leur trajet.

Quant aux autres, ils étaient répartis sur l'axe de symétrie suivant les lois que nous avons précédemment énoncées (V. chap. II, 1re partie), et les chocs seuls, en diminuant leurs vitesses, ont été capables de les enchaîner à l'attraction de la masse centrale.

Afin que le lecteur puisse mieux se rendre compte du mécanisme de la capture indirecte, nous avons dressé un Tableau des principaux éléments déjà envisagés.

Pour simplifier les calculs, qui n'ont d'autre but qu'une indication qualitative, nous représenterons μ par 1 000 au lieu de 886 et nous donnerons à v^2 (v représentant la vitesse relative des météores) la valeur de 50, nombre très approché du carré de $7^{km}68$. Enfin nous conserverons au rayon de la sphère d'activité la valeur 100 déjà admise.

Dans cette hypothèse, n prend la valeur de 5, et R (rayon du mouvement circulaire) celle de 20 unités astronomiques.

Voici, d'ailleurs, toutes les indications nécessaires pour comprendre le Tableau :

r = rayon d'action = 100 unités astr.
v = vitesse relative des météores.
R = 20, rayon du mouvement circulaire.
$n = 5$; $n^2 = 25$.
$n^2R = 500$.
$r^2 = 10\,000$.
$\mu = 1\,000$.

ρ = vecteur sur l'axe de symétrie.
h = hauteur atteinte après choc.
$\rho + h = P$ = éloignement maximum à la masse centrale.
V_ρ vitesse à l'extrémité de ρ.
V_r vitesse après choc.

Pour les formules, se reporter au chapitre II, 1re partie.

Tableau de la valeur des éléments.

Angle λ en degrés	Cos λ	$1-\cos\lambda$	ρ	h	P ou $\rho + h$	V_ρ^2	V_ρ	V_r^2
0°	Capture directe							»
1								»
2								»
3	0,999	0,001	0,5	0,004	0,504	4030	63,4	Vitesse résultante V_r = const. = $\sqrt{32}$ = 5,65...
4	0,998	0,002	1	0,01	1,01	2030	45,0	
5	0,996	0,004	2	0,06	2,06	1030	32,0	
6	0,995	0,005	2,5	0,10	2,60	830	28,8	
7	0,993	0,007	3,5	0,20	3,70	601	24,5	
8	0,990	0,010	5	0,43	5,43	430	20,7	
9	0,988	0,012	6	0,64	6,64	363	19,0	
10	0,985	0,015	7,5	1,3	8,8	296	17,2	
11	0,982	0,018	9	1,5	10,5	252	15,8	
12	0,978	0,022	11	2,3	13,5	211	14,5	
13	0,974	0,026	13	3,4	16,4	183	13,5	
14	0,970	0,030	15	4,7	19,7	163	17,7	
15	0,966	0,034	17	6,4	23,4	147	12,1	
16	0,961	0,039	19,5	8,9	28,4	132	11,4	
17	0,956	0,044	22	11,5	33,5	120	10,9	
18	0,951	0,049	24,5	18,7	43,2	111	10,5	
19	0,946	0,054	27	20,8	47,8	104	10,1	
20	0,940	0,060	30	27	57	97	9,8	
21	0,934	0,066	33	39	72	90	9,4	
22	0,927	0,073	36	49	85	85	9,2	
	La capture cesse : $\rho + h > r$							
23	0,921	0,079	39	66	105	81	9,0	
24	0,914	0,086	43	97	140	76	8,7	
25	0,906	0 094	47	142	189	72	8,4	

Les chiffres du tableau précédent indiquent que la capture cesse entre 22° et 23° ½, ce qui ressortait déjà de la théorie (n° 20); c'est-à-dire que les amas abordant la sphère d'action sous un angle λ par rapport à l'axe de symétrie) supérieur à 23° ne peuvent se rencontrer qu'au delà de 66 unités astronomiques, et leur vitesse après le choc est toujours suffisante pour leur faire dépasser le rayon de la sphère d'action qui égale 100 unités.

En effet, à partir de 23°, $\rho + h$ est toujours plus grand que 100.

46. — En résumé, et c'est ce que nous avions déjà établi pour le cas général, la capture directe est donnée par un

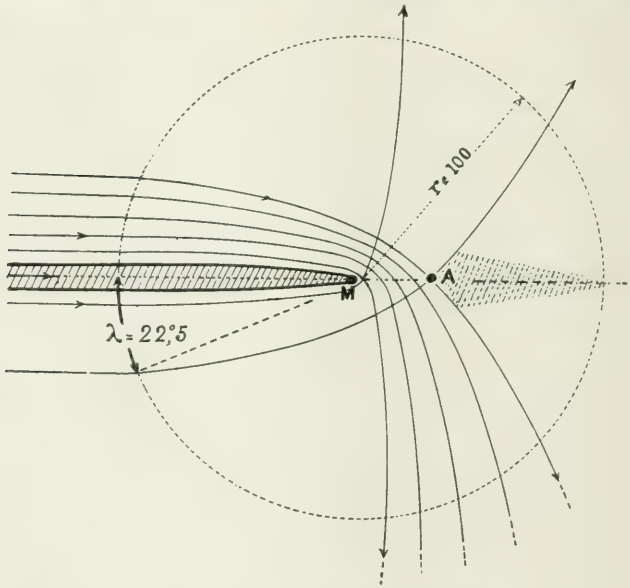


Fig. 43. — Trajectoires des météores autour de la masse M; la capture cesse au delà de A

faisceau très étroit au début, faisceau formé par les météores abordant la sphère d'action sous un angle de 0° à 2 ou

3 degrés. Ce faisceau n'est pas tout à fait cylindrique, puisque sa génératrice est un arc d'hyperbole; mais celui-ci est peu incurvé. A mesure que croît la masse centrale et qu'elle tend à prendre une forme grossièrement ellipsoïdale, le faisceau de capture directe s'élargit et sa section est celle représentée déjà par le bas de la figure 28.

Quant à la capture indirecte, elle est toujours limitée aux amas tombant à l'intérieur d'une calotte sphérique dont le rayon s'accroît peu à peu vers la masse centrale.

Il est vraisemblable qu'au début de la condensation de notre nébuleuse, le diamètre de cette calotte sphérique n'atteignait pas deux fois $22^{\circ}\frac{1}{2}$, soit 45°. Notre tableau suppose en effet un soleil de même ordre de grandeur que le nôtre. Tel n'était pas le cas évidemment; mais il serait puéril de rechercher, sans données suffisantes, la grosseur du noyau initial, sa masse et son rayon d'action.

Appendice au chap. Ier (2e partie).

47. — ***Calcul du moment de rotation du système solaire.*** — Dans une première approximation, on peut négliger les masses et les révolutions des satellites.

Soient : M, le moment de rotation du système;
m, la masse de chaque planète;
r, la distance de la planète au Soleil;

on a :

$$M = \Sigma \omega m r^2.$$

Mais la troisième loi de Képler donne :

$$\omega^2 r^3 = \mu = 1 ;$$

donc aussi

$$\omega^2 r^4 = r \quad \text{ou} \quad \omega r^2 = \sqrt{r}$$

On pourra donc écrire

$$M = \Sigma m \sqrt{r},$$

ce qui simplifie beaucoup les calculs. Le Tableau suivant

indique les résultats auxquels on arrive, la Terre étant toujours prise pour unité :

PLANÈTES	m	$\sqrt{r}$	$m\sqrt{r}$
Mercure	1/23	0,622	0,027
Vénus	0,817	0,850	0,6944
Terre	1,0	1,0	1,000
Mars	0,108	1,23	0,1328
Jupiter	317	2,28	722,760
Saturne	95	3,09	293,550
Uranus	14,6	4,38	63,948
Neptune	17	5,48	93,160
		Total =	1175,27

Pour le Soleil, on aura :

$$M = \frac{2}{5} m\omega r^2,$$

formule dans laquelle on fera $m = 332800$ (la Terre étant 1).

Pour la valeur de ω, on prendra une rotation du Soleil égale à $25^{\text{jour}}3$, qui est une valeur moyenne, ce qui nous donne une rotation 14,4 fois plus lente que notre durée de révolution ; et pour le rayon du Soleil : $\frac{109}{23450}$, soit $\frac{1}{215}$ du rayon de l'orbite terrestre.

En effectuant les calculs, on obtient $M = 41$.

On a donc pour le moment total de rotation du Soleil et des planètes :

$$1175 + 41 = 1216$$

environ, en négligeant les décimales. On voit que Jupiter, dont le moment de rotation atteint 722, entre pour 59 % dans le résultat.

CHAPITRE II

CONSIDÉRATIONS GÉNÉRALES SUR LE SYSTÈME SOLAIRE

48. — En raison des énormes distances séparant les planètes, et que notre imagination paraît bien impuissante à se représenter, on se fait généralement une idée assez confuse de notre Système solaire. Le mieux dans la circonstance consisterait à dessiner ce système à l'échelle; mais une feuille de papier deviendrait insuffisante, surtout si nous voulons garder les proportions des distances et des volumes. C'est ce que va montrer l'exemple suivant (V. fig. 45).

Donnons au Soleil un diamètre de *un mètre* environ; Jupiter sera figuré, dans ce cas, par une boule de 10 centimètres, placée à 600 mètres de distance, et Neptune par une petite sphère de 4 centimètres, éloignée à $3^{km}\,{}^1/_2$. La Terre ne figurerait dans le groupe que sous la forme d'une bille de 1 centimètre d'épaisseur.

Telles sont les vraies proportions des principaux corps entrant dans la constitution du système dont il nous faut expliquer la formation.

Si Soleil, planètes, satellites et comètes dérivent d'une nébuleuse spirale, il demeure évident qu'une telle nébuleuse, même au début, n'offrait pas les larges dimensions de celles que révèlent nos photographies; ce devait être une minuscule spirale à deux branches, dont les corps planétaires sont les résidus[1].

[1] Pour ne prendre qu'un exemple, nous ferons remarquer qu'en étendant notre système planétaire à une distance triple de Neptune au Soleil, la proportion entre notre nébuleuse et celle d'Andromède serait de 1 à 20000, d'après les mesures récentes; c'est-à-dire que si l'on représentait la nébuleuse d'Andromède par un disque lenticulaire de 20 mètres de diamètre, notre nébuleuse aurait un millimètre de diamètre.

49. — Relativement aux volumes occupés par les membres actuels du Système solaire, notre nébuleuse remplissait cependant un espace considérable, à en juger par les proportions énoncées. Aussi, en y réfléchissant, on a lieu de s'étonner qu'il soit venu à l'idée d'un savant de faire naître tant de mondicules, situés à des distances formidables du Soleil, de la condensation d'anneaux détachés d'une sphère se contractant peu à peu.

Au reste, la théorie de Laplace à laquelle nous faisons allusion n'est pas la seule que vise notre remarque. L'objection vaut contre toutes les hypothèses ayant eu recours à des anneaux, — quelle que soit leur provenance, — pour construire des globes planétaires. Livrons-nous à quelques calculs pour montrer les monstrueuses invraisemblances auxquelles on aboutit si l'on veut à tout prix conserver ces doctrines surannées. Nous allons, pour ne pas encourir le reproche de partialité, prendre comme base de nos considérations le colosse Jupiter, la plus grosse des planètes, celle qui nous fournira par conséquent l'anneau le mieux pourvu de matériaux.

Jupiter est compris entre Saturne et la zone des astéroïdes. Son attraction s'étend sur une largeur de 700 millions de kilomètres en chiffres ronds. Répartissons toute la matière de l'énorme planète sur cette couronne circulaire large de 700 millions de kilomètres, dont le rayon moyen est à peu près de 900 millions de kilomètres, soit 6 unités astronomiques environ, et donnons à cet immense anneau une épaisseur 10 fois plus forte que la planète actuelle, ce qui n'offre rien que de très vraisemblable.

Si, au début, toutes les molécules ayant donné naissance à ce monde 1341 fois plus volumineux que la Terre, étaient réparties dans l'intérieur de l'anneau tel que nous l'avons défini, imaginez-vous quel ordre de grandeur il aurait fallu assigner à la densité moyenne du milieu?

Le calcul indique que cette densité aurait été 627 milliards de fois moindre que celle de notre atmosphère à la surface de la Terre!

Même en admettant à l'intérieur de l'anneau un conflit entre les circulations directe et rétrograde amenant des chocs de molécules, on ne voit pas très bien comment, de ce processus particulier, il aurait pu sortir une planète unique. A cette distance énorme du Soleil, sur cette large couronne, il aurait dû se former de nombreux noyaux d'attraction secondaires répartis à des distances différentes et sur des points indéfiniment multipliés. N'est-ce pas le cas de reprendre ici les objections de Maxwell, si bien mises en relief par H. Poincaré contre la théorie de M. du Ligondès, qui avait cru bon de recourir à un tel procédé pour expliquer la formation des planètes?

Nous ne connaissons aucune hypothèse pouvant fournir à l'heure actuelle une raison plausible de la réunion d'amas en un tout destiné à former un globe planétaire. Les anciennes théories semblent être dérivées de celle de Laplace, qui avait imaginé ses anneaux en s'appuyant sur l'exemple de Saturne. Alors pourquoi les anneaux de cette belle planète ne paraissent-ils manifester aucune tendance à la condensation? D'ailleurs, à l'époque de Laplace, on ignorait le temps de révolution de l'anneau. Si celui-ci s'est détaché de sa planète, en vertu d'un théorème de Mécanique bien connu, la rotation de celle-ci devrait être plus rapide,... et c'est tout le contraire que nous constatons. Alors que la rotation du globe saturnien est de 10 heures un quart environ, les particules du bord interne de l'anneau accomplissent leur révolution en $5^h 30^m$ seulement. Un tel résultat n'est pas unique; le satellite intérieur de Mars, Phobos, tourne, lui aussi, plus vite que sa planète.

Après de telles constatations, on se demande encore pour quels motifs des astronomes passant pour savants tiennent, malgré les faits, à conserver des théories renouvelées de celle de Laplace.

Même les auteurs qui ont fait dériver le système solaire d'une nébuleuse spiraloïde, Moulton, Chamberlain, See, Belot, n'ont jamais, que je sache, indiqué une raison évidente pour justifier les agglomérations planétaires; c'est là

une grave lacune que doit avoir à cœur de combler toute théorie cosmogonique. Cette raison, dans notre hypothèse, est extrêmement simple, et nous la mettrons en relief dans l'un des chapitres suivants.

50. — En attendant, continuons notre examen du système solaire. La dissémination incroyable des corps planétaires autour du Soleil n'est pas la seule remarque imposée à notre attention ; on n'a jamais insisté, comme on aurait dû, sur la distribution des masses dans notre système.

A ce point de vue, les matériaux se répartissent ainsi[1] :

Soleil.	332 800
Grosses planètes (Jupiter, Saturne, Uranus, Neptune) . .	444
Petites planètes (Mercure, Terre, Mars, astéroïdes). . . .	2
Soit pour le total (la Terre étant 1).	333 246

Nous voyons immédiatement que la masse du Soleil vaut à elle seule 746 fois celle de toutes les planètes réunies. On peut donc affirmer que si notre système dérive d'une nébuleuse très diffusée à l'origine, la presque totalité des éléments qui la constituaient s'est précipitée vers le centre pour former le Soleil.

51. — Le tableau précédent appelle aussi une autre constatation dont n'ont guère tenu compte nos prédécesseurs : près du Soleil, c'est le vide presque complet ; le système planétaire ne prend corps qu'à partir de Jupiter, c'est-à-dire à 777 millions de kilomètres de l'astre central.

En fait, les grosses planètes contiennent 222 fois plus de matière que les petites, et ces matériaux, importants relativement, ne se sont agglomérés que loin du Soleil.

Il semble donc qu'il y ait pour les uns et pour les autres une mode de formation totalement différent. En fait, si l'on traçait la courbe des masses à partir du Soleil, celle-ci présenterait un faible plateau à hauteur de Vénus et de la Terre,

[1] D'après données et discussions récentes.

avec un minimum bien marqué à la distance des astéroïdes, « dont l'essaim jette comme un pont sur le vide entre Mars et Jupiter [1] ». On croirait vraiment que les forces mises en jeu pour la construction des planètes se sont trouvées épuisées après la formation du monde jovien.

Le tableau suivant montre cette distribution des masses. La deuxième colonne contient la valeur du rayon de chaque planète, si celle-ci était ramenée à la densité de la Terre ; de cette façon, les volumes sont comparables. C'est aussi ce que représente la figure ci-dessous.

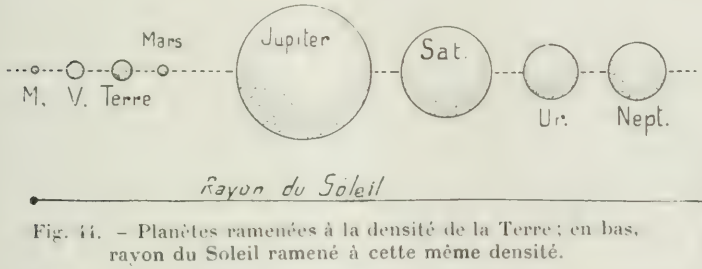


Fig. 44. – Planètes ramenées à la densité de la Terre ; en bas, rayon du Soleil ramené à cette même densité.

SYSTÈME SOLAIRE	MASSE T = 1	RAYON A LA DENSITÉ DE LA TERRE
Soleil	332800	69,3
Mercure	0,0435	0,35
Vénus	0,817	0,93
Terre	1	1
Mars	0,108	0,47
Jupiter.	317	6,83
Saturne.	95	4,5
Uranus.	14,6	2,46
Neptune	17	2,57

Encore une fois, il n'est pas possible qu'une distribution aussi curieuse se soit faite au hasard.

[1] Miss A. Clerke : *Modern Cosmogonies*, p. 236.

52. — Autre remarque non moins capitale : au temps où Laplace élaborait sa théorie, on croyait que tous les mouvements du système solaire s'effectuaient dans le sens direct, aussi bien les révolutions que les rotations. Les satellites eux-mêmes n'avaient garde d'aller à l'encontre de la règle commune, et ce fut précisément parce que bon nombre de comètes tournaient dans le sens rétrograde que notre grand géomètre crut prudent de leur délivrer un certificat d'origine étrangère.

Mais, à mesure qu'avança la connaissance du monde que nous habitons, il fallut s'avouer la vérité : le sens rétrograde se rencontre non seulement dans les comètes, mais dans les planètes et leurs satellites.

Insistons quelque peu sur cet intéressant sujet.

Dans son *Introduction à la théorie des probabilités*, Laplace n'avait pas hésité à conclure de la constatation des mouvements directs, seuls connus, qu'il y avait plus de 4000 milliards à parier contre un que cette loi était générale. Or, dans le même temps, les astronomes étudiaient deux satellites d'Uranus, découverts par W. Herschel, et constataient que leurs mouvements s'accomplissaient dans le sens rétrograde comme celui de leur planète. La même remarque s'appliqua dans la suite au satellite de Neptune, que Lassel découvrait en 1846, puis aux deux satellites intérieurs d'Uranus, aperçus par le même astronome en 1851.

Fort de cette assurance, Faye corrigea la théorie de Laplace, ou plutôt en imagina une autre et, imitant son prédécesseur dont il avait critiqué la témérité, n'hésita pas, dès 1884, à lancer une prophétie analogue : Si l'on vient, disait-il, à découvrir un satellite à une planète, on peut être sûr qu'il circulera autour d'elle dans le sens de la rotation de celle-ci[1].

En fait, la théorie avait déjà perdu son prestige moins de quinze ans après les assertions malheureuses de Faye. En 1898, Pickering découvrait à Saturne un neuvième satellite animé d'un mouvement de sens contraire à celui de

[1] H. Faye : *Sur l'Origine du monde*, V. p. 192 (Éd. de 1884).

tous les autres et à la rotation de leur planète ; et voilà qu'en 1908, le huitième satellite de Jupiter, annexé par Melotte, présentait la même particularité.

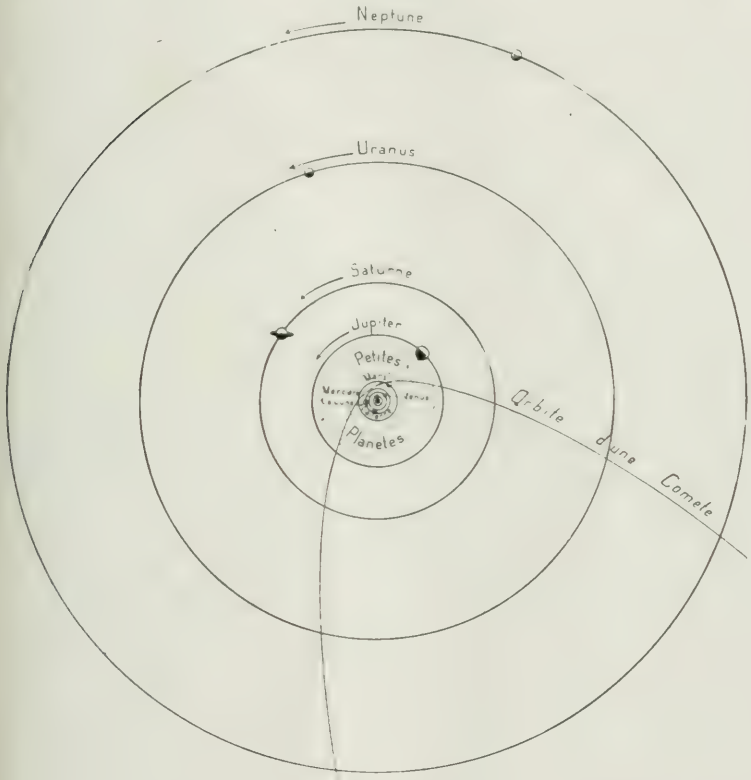


Fig. 45. — Plan du Système solaire :
ici, *un* millimètre représente environ 90 millions de kilomètres.

En face d'un phénomène aussi déconcertant et qui semblait se rire des théoriciens, on essaya une explication déjà en honneur dans le monde astronomique au sujet des comètes à mouvement rétrograde : un corps céleste errant à l'aventure avait été pris dans les filets de Jupiter et de Saturne, qui l'avaient happé au passage et enchaîné par les

liens de leur puissante attraction. Mais alors pourquoi sont-ils les derniers venus? Pourquoi cette circulation particulariste ne se présente-t-elle pas chez les satellites intérieurs? Nous attendons toujours une réponse.

Les partisans des théories de Laplace ne sont pas d'ailleurs au bout des surprises que leur réserve l'avenir. Plus récemment (1914), un neuvième satellite est venu augmenter l'empire de Jupiter et il est encore rétrograde! Capturé aussi celui-là?

Ne faisons pas de prophéties; il est probable, toutefois, que le nombre de ces étranges acquisitions n'est pas à la veille de se terminer. A l'heure actuelle, nous connaissons 8 satellites rétrogrades, dont plusieurs sont associés à des satellites directs. Il y a donc une cause à chercher en dehors de ce *deus ex machina* qui s'appelle la théorie de la capture et dont se sont contentés quelques naïfs.

Même les satellites directs posent aux cosmogonistes plusieurs problèmes jusque-là irrésolus. Comment se sont-ils formés? La Lune s'est détachée de la Terre, nous dit Sir G. Darwin, et le savant anglais se livre à propos de cette affirmation à une série de calculs si complexes, qu'ils resteront longtemps encore le modèle d'exercices à donner aux étudiants en mathématiques. L'Analyse est un instrument merveilleux; encore faut-il lui fournir des éléments solides sur lesquels son action viendra s'exercer. Or les théories de Darwin ne s'appuient sur aucun fait; non seulement elles sont incontrôlables, donc mauvaises dès le principe, mais inapplicables par exemple aux satellites éloignés de certaines planètes. Essayez les calculs pour le neuvième satellite de Jupiter opérant sa révolution dans le sens rétrograde à plus de 30 millions de kilomètres de sa planète?

Pourquoi aussi ces appendices planétaires ne tournent-ils pas toujours dans des plans voisins de l'équateur du globe qui les maintient sous la puissance de son attraction?

53. — De même, on imagine généralement le Système solaire comme un vaste ensemble de corps planétaires cir-

culant dans le même plan. Or ceci est une fiction : à y regarder de très près, chaque orbite est plus ou moins inclinée sur le plan du maximum des aires. La déviation est très grande pour certaines d'entre elles et nous constatons qu'elle atteïnt 6° 20′ pour Mercure, par exemple. Comment expliquer une telle particularité ? La question devient encore plus embarrassante pour les astéroïdes. Le plan moyen de circulation est d'environ 8 degrés par rapport à l'écliptique, mais nombreuses sont les petites planètes qui s'écartent notablement de ce plan de référence. Des angles de 25, 30, même 40 degrés et davantage, ne sont pas très rares.

La raison de l'existence de ces corps quelque peu mystérieux n'a jamais été fournie d'une manière satisfaisante. Personne ne croit plus à la planète morcellée d'Olbers, et si j'ai moi-même admis autrefois l'action dissolvante de la masse de Jupiter pour expliquer l'absence, à la distance 2,8, d'une planète normale, j'avoue que des considérations de ce genre ne satisfont plus mon esprit.

Les petites planètes s'apparentent, sans aucun doute possible, au moins comme trajectoires, aux comètes à courte période, celles dites de la famille de Jupiter, et nous montrerons par quelles gradations insensibles on passe, non seulement des unes aux autres, mais encore aux comètes fortement excentrées et dont l'aphélie va se perdre dans des régions très éloignées du Soleil.

Or, si M. du Ligondès a essayé de fournir une explication de la présence des comètes, il faut avouer que la question reste encore très obscure, aussi bien dans son hypothèse que dans les autres.

On le voit, ces considérations très générales sur notre système sont de nature à montrer toute la complexité du nouveau problème que nous abordons. Si la première partie de ce travail nous donne une idée du mécanisme possible de la formation d'une nébuleuse spirale, il faut cependant admettre qu'elle n'est elle-même qu'une introduction nous conduisant au vestibule de l'œuvre entreprise.

Il s'agit maintenant, en effet, d'appliquer nos principes à la construction d'un édifice dont nous connaissons plus d'un détail. Le moment peut sembler inopportun à quelques-uns : nos explorations ne font que commencer et nous sommes évidemment en présence d'une esquisse à peine ébauchée. Soit, mais peu importe ! Si nos idées renferment quelque part de vérité, pourquoi attendre ?

Il se peut même que l'origine du Système solaire soit tout autre que celle imaginée ; n'empêche que, fatalement, nos successeurs seront conduits à envisager la construction d'une nébuleuse en forme de spirale, puisque c'est là une conséquence des lois les mieux établies de la Mécanique céleste, dès que nous abordons le problème de la circulation d'une matière cosmique dans un milieu résistant. Si donc le commencement de notre théorie peut toujours rester sujet à revision, les considérations qui vont suivre, il y a tout lieu de l'espérer, semblent d'ores et déjà de nature à jeter une lumière nouvelle sur les lois qui ont présidé à la naissance des planètes et de leurs satellites.

Considérées d'un large point de vue, les grandes lois de la nature sont toujours extrêmement simples ; leur complexité n'apparaît que dans les détails, lorsque généralement des lois moins importantes viennent masquer les premières. Discerner les unes à travers l'enchevêtrement des autres, telle est l'œuvre capitale de la Science. La Cosmogonie ne saurait échapper à ces principes ; elle doit avant tout se donner pour mission de rechercher un mécanisme simple et général nous permettant de nous faire une idée rationnelle de la construction du Système dont nous possédons les principales caractéristiques.

CHAPITRE III

FORMATION DES PLANÈTES

54. ***Loi de l'alternance des planètes.*** — Notre monde solaire, représenté généralement sous la forme d'un système plat, ne répond que de fort loin à une telle définition. Les comètes offrent, nous l'avons vu, toutes les inclinaisons par rapport à l'écliptique; quoique plus assujettis à ce plan, les astéroïdes ont des trajectoires qui forment avec lui des inclinaisons atteignant jusqu'à 45 degrés pour le moins; quant aux planètes, leurs orbites coupent celle de la Terre suivant des angles variés compris entre 46 minutes et 7 degrés[1].

On exprimerait donc mieux la réalité en disant simplement que les corps planétaires ont une tendance manifeste à se grouper autour du plan du maximum des aires qui forme avec celui de l'écliptique un angle faible de un degré et demi environ (n° 43).

Il existe même entre les planètes une sorte d'équilibre déjà remarqué par Laplace et que ce grand géomètre a mis en évidence par sa fameuse loi de l'inclinaison des orbites :

$$\sum (m\sqrt{a}\,\mathrm{tang}^2 i) = \mathrm{const.} \tag{40}$$

Cette loi, cependant, reste muette sur les raisons des groupements, et l'on conçoit que les planètes auraient aussi

[1] A première vue, ces inclinaisons paraissent faibles; mais, étant données les dimensions énormes du système solaire, les écarts deviennent imposants : c'est ainsi qu'à la distance 8, entre Jupiter et Saturne, les plans des orbites des deux planètes sont séparés par un intervalle de 12 millions de kilomètres. Entre Uranus et Neptune, à la distance 26, la différence des plans atteint 33 millions de kilomètres.

bien satisfait à l'équation précédente en se répartissant soit sur un plan unique, soit en des orbites à inclinaison plus accentuée. Voyons donc d'un peu plus près cette répartition.

Dans le Tableau que nous donnons, la seconde colonne exprime les inclinaisons par rapport à l'écliptique (V. fig. 46) : un simple coup d'œil sur ces nombres divers suffit à se rendre compte de l'impossibilité de conclure à une règle quelconque. Il n'en va plus de même si nous rapportons les inclinaisons au plan du maximum des aires (3e colonne).

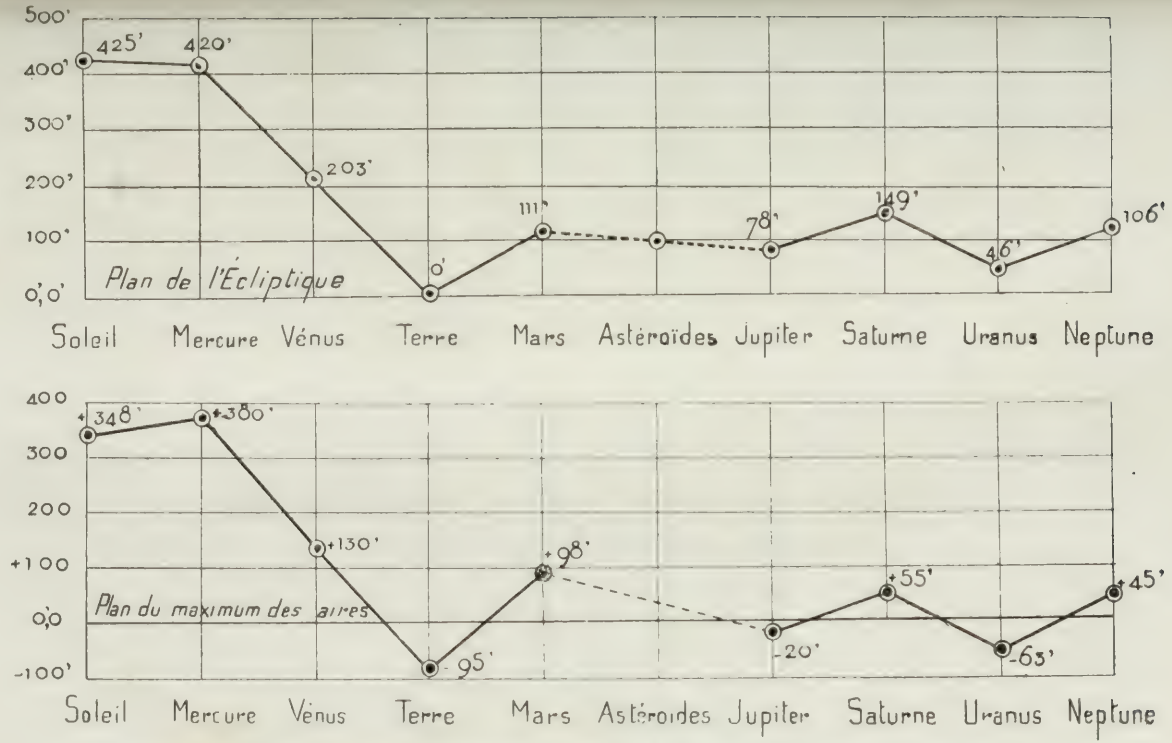
Dans la dernière colonne, nous avons traduit les angles en minutes; le signe + indique la distance *au-dessus* du plan du maximum des aires, le signe — la distance au dessous de ce même plan. (V. aussi fig. 47.)

Inclinaisons de l'Équateur solaire et des orbites planétaires rapportées à l'Écliptique et au plan du maximum des aires.

SYSTÈME SOLAIRE	INCLINAISON PAR RAPPORT	
	A L'ÉCLIPTIQUE	AU PLAN DU MAXIMUM DES AIRES
Équateur solaire	7°15′	+ 5°48′ = + 348′
Mercure	7 0	+ 6 20 = + 380
Vénus	3 23	+ 2 10 = + 130
La Terre	0 0	— 1 35 = — 95
Mars	1 51	+ 1 38 = + 98
Astéroïdes . . .		
Jupiter	1 18	— 0 20 = — 20
Saturne	2 29	+ 0 55 = + 55
Uranus	0 46	— 1 3 = — 63
Neptune	1 46	+ 0 45 = + 45

Ainsi, à part Mercure qui semble une dépendance étroite du Soleil, les planètes se sont formées alternativement de chaque côté du plan principal de la nébuleuse, celui que les astronomes appellent plan du maximum des aires ou *plan invariable*.

Enfin, circonstance remarquable et qui montre bien que



Inclinaison du plan des orbites planétaires rapportées au plan de l'Écliptique (fig. 46, en haut) et au plan du maximum des aires (fig. 47, en bas).

nous sommes en présence d'une véritable loi, c'est que les inclinaisons sont symétriques par rapport au plan considéré ; à peine trouve-t-on quelques minutes de différence.

Une disposition aussi nette, et que je signale pour la première fois, doit avoir sa raison d'être dans le mécanisme de formation des planètes ; elle est même si apparente qu'elle semble bien propre à nous mettre sur la voie des circonstances qui ont présidé aux diverses agglomérations planétaires.

Dès que j'eus construit la figure 47, il ne me fallut donc pas un grand effort d'imagination pour comprendre que les planètes ainsi jumelées avaient dû prendre naissance sur les branches opposées de la double spirale et sur des portions également inclinées par rapport au plan invariable.

La suite de mes déductions me montra que j'avais pensé juste ; mais alors je m'abandonnai à l'idée malheureuse de croire que la formation des planètes était liée à celle de l'équateur solaire et que l'alternance des premières autour d'un plan unique prouvait que l'inclinaison de l'astre central avait subi des vicissitudes dans un sens ou dans l'autre au cours de la condensation nébulaire ; en d'autres termes, l'axe du Soleil aurait eu des mouvements alternatifs de relèvement et de bascule.

Cette idée ne contenait qu'une part de vérité ; elle ne me conduisit qu'à des résultats inadmissibles, et je dois avouer très simplement qu'il me fallut encore bien des heures de réflexion pour arriver à la solution d'un problème compliqué seulement en apparence.

Mais reprenons les faits de plus haut et essayons de préciser les conditions requises pour la formation d'une agglomération planétaire.

55. ***Conditions requises pour la formation d'un amas sur une branche spirale.*** — Rappelons-nous le mécanisme qui provoque la naissance des branches spirales : Une masse déjà condensée tourne sur elle-même dans un sens déterminé (sens direct évidemment pour le Soleil de notre

système); des météores se précipitent sur elle, ou plutôt sont arrêtés dans leur course; ceux qui passent autour d'elle dans son rayon d'action voient leurs trajectoires se dévier : des chocs entre eux sont inévitables; ils perdent une partie de leur vitesse et forment des amas qui se précipiteront peu à peu vers la masse attirante. Telle est, avons-nous dit, l'origine de la formation de la double branche spirale. Qu'ils proviennent en effet d'une capture directe ou indirecte, tous les amas arriveront à participer à la rotation du noyau central et entrelaceront leurs spires, dont la section grossira à mesure qu'ils approcheront de ce même noyau.

Maintenant, il nous faut tenir compte du plan de circulation des météores par rapport à l'axe de rotation de la masse nébulaire.

L'angle de ce plan avec l'axe sera généralement quelconque (V. n° 25); mais ici, pour sérier les difficultés, nous allons supposer que la résultante des mouvements de translation du noyau et des météores amène le plan de circulation de ces derniers à coïncider avec l'équateur du premier (fig. 48).

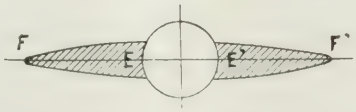


Fig. 48. — E, E', équateur ; F, F', faisceaux de météores captés.

Si ce cas particulier, qui est très improbable, se réalisait, nous aurions encore évidemment transformation des deux faisceaux F et F' de capture directe et indirecte en deux branches spirales; mais il n'y a aucune raison plausible pour que des nodosités puissent se produire au cours de la condensation. Les amas incorporés peu à peu glisseraient les uns après les autres sur leurs branches respectives et la condensation se ferait sans heurt d'aucune sorte. La densité générale irait en décroissant à partir du centre et suivant la loi admise précédemment (n°s 16 et 17); le tout serait noyé

dans une vaste enveloppe lenticulaire rappelant notre lumière zodiacale actuelle.

Si de tels cas se sont présentés au cours des siècles, nous pouvons être certains que les systèmes issus de ce mécanisme consistent en une masse unique dont la condensation s'est continuée à travers les âges, sans possibilité pour elle de posséder un cortège planétaire. A peine pourrait-on admettre qu'une nuée d'astéroïdes ou de fines particules cométaires ont pu échapper à la mêlée équatoriale qui poussait sans répit les amas vers le centre.

On pourrait objecter que les moindres défauts d'homogénéité dans le nuage cosmique alimentant les deux branches spirales ont dû se faire sentir sous forme de vides ou d'amas plus ou moins accentués; mais nous ne saurions tabler sur un tel processus pour construire nos planètes. Dans notre système solaire — le seul d'ailleurs que nous connaissions, — les planètes sont loin d'être réparties au hasard, et malgré que les cosmogonistes aient épuisé leurs efforts à expliquer la loi de Bode, taxée d'empirique par les astronomes, nous avons tous la conviction intime que les distances des corps planétaires, comme les intervalles qui les séparent, dérivent d'une cause générale bien réelle, quoique inconnue, et mystérieuse seulement en raison de notre ignorance.

Au reste, cette impossibilité radicale pour une nébuleuse, telle que nous l'avons envisagée au début de ce paragraphe, de voir naître des amas ou nodosités sur ses branches, nous aurions pu la pressentir sans grand effort de raisonnement. Nous étions en effet ramenés au cas des fameux anneaux de Laplace ; et si quelque cause accidentelle avait pu provoquer la formation d'un amas, Maxwell serait venu nous faire observer que les lois de la Mécanique auraient vite fait de dissiper l'agglomération pour la reformer ailleurs.

La solution, direz-vous, est purement négative : je n'en disconviens pas, mais elle était nécessaire pour orienter nos recherches et nous tracer la marche à suivre.

Donnons en effet une inclinaison à l'axe de rotation du noyau par rapport à la direction du nuage cosmique, nous

verrons peu à peu se développer systématiquement des nodosités sur les branches spirales. Ces nodosités sont les premiers linéaments, les noyaux pour ainsi dire de nos futures planètes.

56. ***Inclinaison de l'axe du Soleil sur le plan principal de la nébuleuse primitive.*** — Mais avant de nous engager dans cette voie, il y a lieu d'examiner jusqu'à quel point cette nouvelle hypothèse concorde avec les conditions présentées par notre propre système.

Tout le monde sait, depuis les travaux de Carrington sur les taches du Soleil, que l'équateur de notre grosse sphère centrale est loin de coïncider avec le plan de l'écliptique.

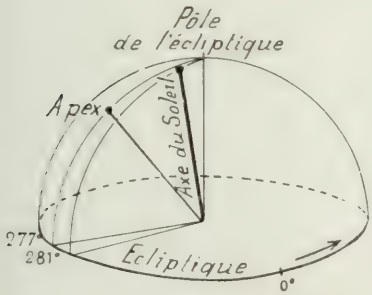


Fig. 49.

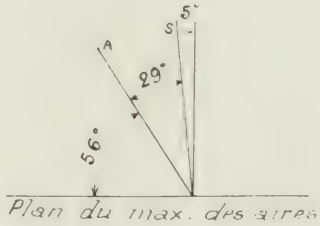


Fig. 50.

La déviation de son axe de rotation, rapportée au pôle de ce dernier, est de 7°15′ et, par une coïncidence très curieuse, cette inclinaison a lieu à peu près sur le même cercle de longitude que celle de l'apex (à 3° près). L'axe du Soleil pointe presque à mi-chemin entre la Polaire et Véga[1], tandis que la direction de l'apex tombe très près de Véga au Sud : une distance angulaire de 29 degrés environ sépare ces deux positions (fig. 49).

Rapportons maintenant tous ces éléments au plan du

[1] L'axe du Soleil a pour coordonnées très approchées :

$$\text{Æ} = 18^h\,44^m \text{ ou } 281^\circ$$
$$\text{D} = +\ 64^\circ.$$

maximum des aires actuel ; voici les résultats définitifs que nous obtiendrons (V. fig. 50). Une droite inclinée de 56 degrés sur ce plan nous donnera la direction de l'apex ; une autre tracée à 29 degrés de la première marquera l'axe du Soleil, et cet axe lui-même formera un angle de 5 degrés environ avec la perpendiculaire élevée sur notre nouveau plan de référence, celui auquel se rapportent les nombres de la dernière colonne du Tableau du numéro 54[1].

Ainsi, la conclusion qui s'impose d'une façon très nette, c'est que l'axe actuel de rotation du Soleil ne coïncide ni avec la direction de l'apex, ni avec l'axe polaire du plan invariable, dont il s'écarte de plusieurs degrés.

Les lois les plus sûres de la Mécanique, et nous le démontrerons, nous indiquent même que cet axe du Soleil était primitivement plus penché par rapport au plan invariable ; des actions continues ont, au cours des âges, travaillé à le relever d'une façon notable, si bien qu'en toute occurrence, il nous faut admettre qu'au début de la formation de la nébuleuse, les météores se sont précipités sur un noyau animé d'un mouvement de rotation dont le plan ne coïncidait pas du tout avec leur direction générale relative.

57. ***Disposition des branches spirales par rapport au plan équatorial du noyau en rotation.*** — Il en est résulté un mode d'enroulement des branches spirales complètement différent du cas déjà envisagé. Les premiers météores précipités sur la masse centrale ont dû, en effet, participer immédiatement à sa rotation et se sont enroulés obliquement à leur direction primitive. En d'autres termes, ils se sont groupés dans le plan équatorial du Soleil ; mais la vitesse de rotation qui leur était communiquée de proche en proche, diminuant avec la distance, à mesure que les spires se déroulaient, celles-ci avaient une tendance à garder le plan général de leur direction première, si bien que, loin de la masse

[1] Les nombres donnés dans le texte sont arrondis. L'indétermination de l'apex, nous l'avons vu (n° 43), rend impossible toute précision à ce sujet.

centrale, les branches, par une série de courbes gauches de moins en moins inclinées, regagnaient le plan commun de toutes les trajectoires des amas cosmiques avant la rencontre avec la masse attirante.

Prenez un ressort de montre auquel vous aurez fixé un axe que vous inclinerez d'une main, tandis que de l'autre vous releverez l'extrémité libre de la spirale vous obtiendrez la figure 51, qui est une bonne illustration du mécanisme

Fig. 51.

que je viens de décrire. Vous voyez en effet que les spires, perpendiculaires tout d'abord à l'axe du ressort, s'écartent peu à peu de ce plan à mesure qu'elles s'agrandissent ; et c'est ainsi que, par des courbes de plus en plus obliques, elles arrivent à gagner le plan horizontal qui pourrait figurer dans notre photographie le plan invariable du maximum des aires.

Cette circulation quelque peu complexe ne peut cependant nous donner encore une idée de ce qui doit se passer dans les nébuleuses ; nous n'avons ici qu'une seule branche, alors que les nébuleuses spirales en contiennent presque toujours deux. C'est qu'en fait, chacune d'elles vient s'amorcer à

l'une des extrémités d'un même diamètre équatorial (fig. 52); celle du haut tendant à s'abaisser, celle du bas à se relever.

Fig. 52.

Combinez les deux spirales, et vous aurez cette fois une représentation assez exacte des faits. La photographie ci-jointe du modèle que j'ai réalisé en relief vous aidera à comprendre comment chaque portion de spire abaissée sur l'une des branches correspond à sa symétrique relevée sur l'autre (fig. 53).

Si maintenant nous trouvons une cause de formation d'amas sur les branches, nous aurons la raison immédiate de ce fait que nous indiquent notre Tableau du numéro 54 et la figure 47, c'est-à-dire celle de l'alternance des planètes au-dessus et au-dessous du plan du maximum des aires, disposition essentielle que les cosmogonies antérieures n'avaient pas signalée, encore moins expliquée.

Nous allons voir que cette cause est extrêmement simple; mais, pour mieux saisir le mécanisme de son action, rappelons brièvement un théorème de Mécanique classique d'une importance capitale pour toute la suite de cette nouvelle théorie.

58. ***Rappel du théorème de la composition des rotations.*** — Lorsqu'une sphère ou un disque sont animés d'un mouvement de rotation autour d'un axe, tout mouvement qui viendra s'ajouter au premier se combinera avec lui et donnera une nouvelle rotation résultante, facile à déterminer si l'on connaît la valeur et le sens des deux rotations primitives. Nous supposerons aussi que les rotations ont lieu

Planche VII. — Fig. 53. — Modèle d'une nébuleuse spirale à deux branches, d'après l'abbé Th. Moreux.

autour du même centre, c'est-à-dire que les axes sont concourants (fig. 54).

Soit le disque oblique tournant autour de son axe SO;

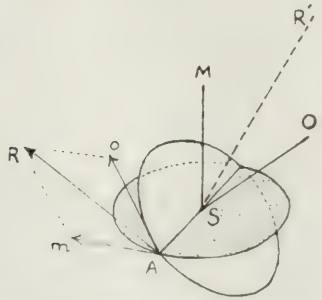


Fig. 54. — Composition de deux rotations.

représentons sa vitesse de rotation par la tangente Ao. A un moment donné, le point A reçoit une rotation nouvelle dans le sens horizontal Am autour de l'axe SM. Pour fixer la nouvelle direction, il suffit de composer les vitesses Ao et Am en construisant le parallélogramme; la diagonale AR sera la résultante cherchée et l'axe autour duquel aura lieu la rotation sera SR'. Ainsi, l'axe primitif SO s'est relevé pour

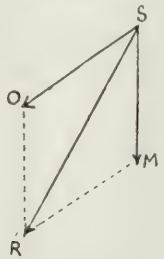


Fig. 55. — Rotations représentées par leurs axes.
SR', rotation résultante de SM et de SO.

prendre la position SR'. On simplifie en ne gardant de la figure que les axes dirigés convenablement; dans la figure 55 les rotations sont directes comme dans notre nébuleuse.

59. ***Condensation de la nébuleuse et formation des amas.*** — Appliquons ce théorème à la formation des amas. La condensation dans notre nébuleuse s'opère de deux manières à la fois : tout d'abord par l'afflux des matériaux qui, répartis sur les branches, glissent peu à peu en vertu des chocs vers la masse centrale ; puis, par la contraction de l'ellipsoïde nébulaire dans lequel les spires sont plongées. Mais ici la condensation est plus complexe ; chaque météore incorporé à l'immense lentille décrit des ellipses plus ou moins excentrées, plus ou moins obliques par rapport au plan du maximum des aires et autour du Soleil comme foyer.

Ce plan du maximum des aires n'est pas complètement fixe au cours de la formation de la nébuleuse ; de même, le total des aires augmente, puisque de nouveaux amas arrivent de l'extérieur ; mais, à chaque instant, cette somme des aires décrites autour du Soleil représente la totalité des circulations, soit directes, soit rétrogrades. Les premières l'emportent sur les secondes, en raison de la rotation du noyau central, qui s'est communiquée peu à peu à la plus grande partie de la masse. Il en résulte que tous les météores non incorporés aux branches spirales agissent finalement sur le noyau comme s'ils étaient répartis dans le plan du maximum avec une circulation directe ; ils ont donc une tendance manifeste à relever l'axe de rotation du Soleil. Comme cette tendance a continué au cours de l'évolution de la nébuleuse, il s'ensuit qu'au début, l'axe solaire était beaucoup plus penché et se rapprochait notablement de la direction de l'apex. De quelle quantité s'est-il relevé ? Il serait vain de vouloir le rechercher à l'aide de données insuffisantes.

60. — Mais ce que permet d'affirmer la théorie, c'est que le relèvement de l'axe du Soleil a exercé son action sur les spires enroulées autour de son équateur, tendant sans cesse à les rapprocher du plan du maximum des aires et à faire disparaître les différences d'obliquité qu'elles présentaient. Sans doute l'effet a été très lent ; mais chaque mouvement de bascule de l'équateur solaire s'est propagé à travers toute la

masse, affectant d'abord les régions avoisinantes pour gagner peu à peu les parties éloignées des branches spirales. On ne saurait mieux faire que de comparer un tel processus à la propagation d'une onde qui, prenant naissance au centre de la nébuleusé, étendait son rayon d'action insensiblement à toutes les portions symétriques des deux branches.

Il est même permis de supposer qu'il a toujours fallu une somme à peu près égale de matériaux pour dévier d'une façon sensible et d'une même quantité la masse imposante de l'astre central : tel le cas d'une roue hydraulique qui tourne d'un certain angle sous le poids d'un volume d'eau déterminé, ou mieux encore celui des ondes sonores et électriques qui doivent être entretenues pour faire sentir leur action à telle ou telle distance.

61. ***Formation des grosses planètes.*** — Nous sommes maintenant en possession de tous les éléments nécessaires pour résoudre le problème posé, la formation d'amas ou de nodosités sur les branches spirales.

Reportons-nous au moment où le système solaire, dégagé du nuage cosmique traversé, ne recevait plus d'apports extérieurs. Notre nébuleuse est complète ; elle nous apparaît tout d'abord comme enveloppée dans un large ellipsoïde de météores ; mais dès que la condensation commence, les extrémités des branches spirales se dégagent et bientôt les effets de la contraction se font sentir ; le relèvement de la masse centrale ne tarde pas à provoquer un mouvement de bascule sur les deux branches, l'une se relevant, l'autre s'abaissant, toutes les deux tendant à se rapprocher ainsi du plan du maximum des aires, qui, cette fois, mérite son nom de plan invariable.

Il y aura donc, à l'endroit où l'onde s'éteindra, une sorte de cassure ; les deux extrémités des branches restant dans leur position primitive (V. fig. 56), l'appendice tronçonné continuera à tourner pour son propre compte autour du Soleil. A partir de ce moment, ses attaches étant rompues, la partie arrière ne pourra opérer sa condensation qu'en

poursuivant son chemin vers la partie avant, qui deviendra ainsi le lieu de rendez-vous de tous les météores attardés. Il y aura donc formation d'un amas destiné à s'agglomérer

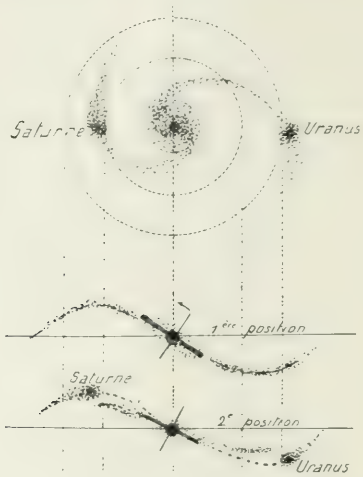


Fig. 56. — Vue en plan et en coupe de la nébuleuse.

de plus en plus et à prendre une forme grossièrement lenticulaire.

Les planètes sont à peu près restées à l'endroit où les a surprises cette onde ayant amené la rupture[1]; l'examen du Tableau (n° 54) indique, par la symétrie de la répartition dans la troisième colonne, que Neptune doit avoir une réplique derrière lui, planète transneptunienne qui a dû se détacher au-dessous du plan du maximum des aires et sur la branche spirale ayant formé Uranus.

L'écart plus notable que présente cette dernière planète,

[1] Nous disons : à peu près restées... En réalité, la résistance du milieu a dû favoriser une contraction des orbites, et d'une façon générale les distances moyennes des planètes ont, de ce fait, été diminuées d'une manière sensiblement proportionnelle. Nous reviendrons sur ce sujet aux chapitres suivants.

jumelée avec Saturne, s'explique fort bien par le fait que les parties largement ouvertes des branches spirales où ces deux corps ont pris naissance présentaient une courbure plus accentuée que les extrémités, développement nécessaire des arcs incurvés qui rejoignaient le plan invariable aux confins du système planétaire (fig. 57).

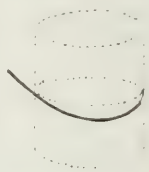


Fig. 57 montrant qu'une branche spirale est une courbe gauche.

Les figures 56 et 57 feront aisément saisir cette disposition et le mécanisme décrit jusqu'ici.

Les branches spirales se rapprochant encore du plan invariable en allant vers le gros de la nébuleuse, on comprendra immédiatement que Jupiter se soit détaché à 20 minutes seulement au-dessous de ce plan qu'il a fixé d'une façon définitive en raison de sa masse, 317 fois plus forte que celle de la Terre (V. la figure 57 et aussi, pour l'ensemble, la figure 58).

62. ***Les astéroïdes.*** — Mais sur l'autre branche spirale et à l'endroit opposé, aucun amas important ne s'est dessiné pour donner la réplique au globe jovien. Au lieu d'une planète, nous sommes en présence d'un nombre inouï de mondicules; nous pénétrons dans la zone des astéroïdes dont plus de 1000 ont été recensés à l'heure actuelle. Pourquoi une telle poussière disséminée sur une zone circulaire de 500 millions de kilomètres, plus de trois fois notre distance au Soleil?

Les anciens astronomes n'ont fait que balbutier des explications; quant aux cosmogonistes, ils n'ont entrevu à cette particularité qu'une cause au demeurant assez spécieuse : les

amas qui auraient pu former une planète convenable, nous ont-ils déclaré, n'ont pu s'agglomérer en raison de l'action dissolvante de Jupiter.

De semblables affirmations ont pu paraître plausibles autrefois, alors que les petites planètes se groupaient autour de la distance moyenne de 2,8 unités astronomiques : elles nous sembleront bien risquées, maintenant que nous avons constaté la présence de plusieurs astéroïdes empiétant sur l'orbite de Mars et s'approchant du Soleil plus près que cette dernière planète. Pourquoi, dès lors, si la raison alléguée offre quelque valeur, Jupiter n'a-t-il pas exercé son action dissolvante sur la planète Mars, engagée elle aussi dans les entrelacements des orbites des astéroïdes?

L'existence de ces derniers nous apparaîtra moins mystérieuse en suivant notre méthode d'exploration des branches spirales.

Constatons tout d'abord que d'Uranus à Jupiter, l'inclinaison des orbites a forcément diminué : c'est une conséquence de la courbure des branches spirales, qui tendent à rejoindre par échelons le plan du maximum des aires, en raison de l'influence de la masse centrale leur communiquant son relèvement ; d'autre part, ce même mouvement continuant à s'accentuer, il est évident qu'une planète plus proche du Soleil que Jupiter, mais placée en face sur l'autre branche, aurait dû se former très près du plan du maximum des aires, puisque le globe jovien n'en est lui-même qu'à 20 minutes. Nous pouvons donc hardiment conclure que, de Jupiter à Mars, les spires dans les deux branches, après la naissance de l'amas jovien, ont dû coïncider à très peu près avec le plan invariable et que leur différence d'inclinaison entre elles était nulle pour ainsi dire : donc pas de cassure, partant aucune formation possible d'un amas sérieux.

Cette explication nouvelle nous fournit en même temps la preuve de ce que j'avançais au commencement de ce chapitre : Une nébuleuse dont les spires seraient sur un même plan ne saurait donner naissance à des amas, donc à des agglomérations planétaires. C'est l'illustration et la confir-

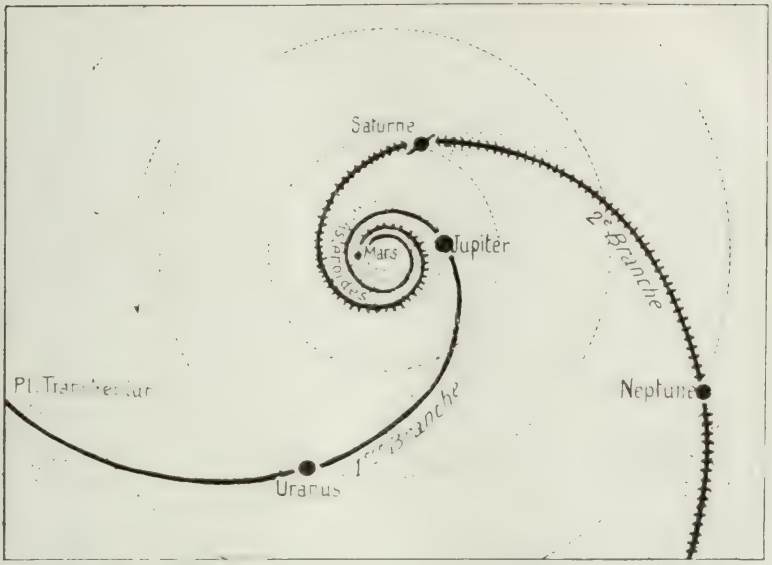


Fig. 58. — Disposition de la double branche spirale (parties extérieures). Les planètes formées en même temps sont opposées.

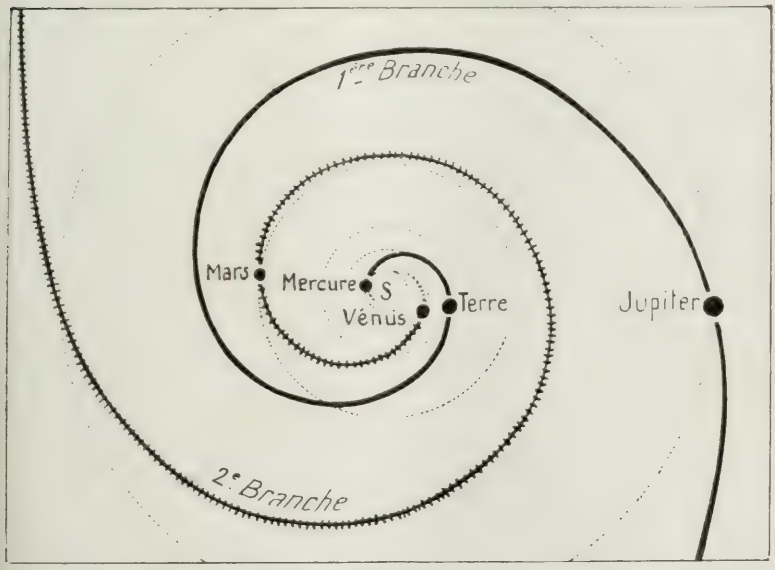


Fig. 59. — Parties intérieures de la double branche spirale. (L'échelle a été augmentée à dessein, par rapport à la figure précédente.)

mation des théories de Maxwell : un anneau est voué à la stérilité ; jamais il ne se résoudra en un corps unique ; mais par contre, et ceci est conforme aux lois de la dynamique, sa condensation pourra donner lieu à un nombre indéfini de petites agglomérations[1].

Nous verrons dans un chapitre spécial la raison des inclinaisons assez fortes des orbites des astéroïdes et comment leur anneau, pour le moins étrange, s'est grossi de nombreux intrus. Revenons maintenant aux grosses planètes.

63. ***Volumes énormes des grosses planètes.*** — On s'est aussi très souvent demandé pour quelle raison les planètes extérieures à l'anneau des astéroïdes offraient des volumes aussi considérables ; il est certain qu'à contempler la figure 44, semblable question s'offre immédiatement à l'esprit. Comment les branches spirales ont-elles fourni des corps aussi disparates en grosseur ? Seul, le colonel du Ligondès a osé aborder ce problème : d'après sa théorie, il doit, à son avis, exister un maximum de densité quelque part dans la nébuleuse. Sans vouloir infirmer ses vues sur ce point particulier, il est permis de constater que la question posée reste irrésolue. Pourquoi ce maximum de densité à hauteur de Jupiter ? Pourquoi cette absence de symétrie dans la répartition ? Quelle raison invoquer pour expliquer que d'un côté circulent des géants et de l'autre des pygmées ?

La forme même de notre nébuleuse va nous livrer l'une des causes de cette apparente anomalie. Reportez-vous à la forme spirale (Planche II, page 9), qui représente le mieux le type nébulaire le plus répandu. Si, à la rigueur, le centre de toutes les nébuleuses ressemble à la spirale d'Archimède, — ce qu'on pourrait dire de toutes les courbes spirales étudiées en Géométrie, — par contre, la spirale *lituus*, que nous avons étudiée (n° 31), diffère notablement des autres par le

[1] C'est, évidemment, ce qui s'est produit pour l'anneau de Saturne, qui continue à rester une zone annulaire, sans aucune trace de condensation marquée.

développement inusité de ces branches à partir d'un certain rayon ; on dirait d'une aile qui s'écarte largement et dont l'extrémité tend vers l'infini.

En raison de la loi des distances planétaires qui montre que les intervalles doublent, ou à peu près, en passant d'une planète à la suivante, il devient évident que plus nous nous éloignerons du centre, plus grandes seront les portions des branches spirales qui participeront à la création des globes planétaires. On conçoit donc que, loin du Soleil, il ne saurait se former que des planètes géantes. Leur construction a d'ailleurs été favorisée par l'inclinaison des branches jusqu'au moment où celles-ci se sont rapprochées du plan du maximum des aires.

Reste à justifier la règle de Bode et à montrer que d'une façon générale les choses ont dû se passer suivant cette loi fameuse, qu'on a traitée d'empirique ; c'est ce que nous ferons bientôt en prouvant que la loi des distances n'est qu'un corollaire obligé de la théorie de la gravitation.

64. ***Formation de Mars et des planètes inférieures.*** — L'existence de corps lilliputiens près du Soleil est aussi facile à justifier que l'énormité des volumes de Jupiter et des planètes extérieures. Reprenons notre examen des branches spirales. Si nous nous reportons aux figures 51 et 53, nous voyons que les spires, après s'être rapprochées du plan invariable au point de se confondre avec lui pendant plusieurs tours peut-être, doivent à un certain moment abandonner ce plan pour gagner, par des circonvolutions de plus en plus obliques, l'équateur du noyau. Mars est la première planète née de cette nouvelle disposition ; l'inclinaison de la spire qui lui a donné naissance devait être assez forte, puisque, lorsque la masse centrale a fait sentir son mouvement de bascule à hauteur de l'orbite martienne, la petite planète s'est trouvée à 98 minutes du plan du maximum des aires ; peu après et sur la spire opposée, c'était le tour de la Terre, avec une inclinaison presque égale (95 minutes), quoique un peu plus faible, ainsi que le réclame la théorie et que nous

pouvons le constater pour les planètes d'Uranus à Jupiter (V. les figures 58 et 59).

Mais à partir de ce moment nous sommes si près du Soleil, les matériaux subissent de la part de cet astre une telle attraction, que les deux branches ont dû entremêler leurs spires et que la loi de l'alternance de part et d'autre du plan invariable n'a pu jouer comme auparavant.

D'ailleurs, cette action solaire avait déjà commencé à se faire sentir dès après la formation des astéroïdes. C'est grâce à elle que le voisinage du Soleil a été vidé d'une notable portion de son contenu et c'est elle aussi qui, en même temps, amaigrissait les branches spirales à partir de Mars. Telles sont les raisons réelles de la petitesse des planètes inférieures.

Quoi qu'il en soit, après le mouvement de bascule qui provoqua la formation de Vénus, les matériaux à forte densité du petit ellipsoïde restant durent amener par leur chute sur le Soleil un relèvement notable de l'axe de ce dernier. De ce suprême soubresaut, qui n'atteignit pas moins de 2 degrés, naquit la planète Mercure : étroite dépendance du Soleil, cet astre minuscule matérialise pour ainsi dire, par son orbite, la trace de l'équateur solaire sur la voûte céleste et la différence d'inclinaison des deux plans atteint à peine 30 minutes. Je laisse à mes successeurs le soin d'expliquer un aussi faible écart ; mais j'imagine que la résistance du milieu, comme les perturbations, ont dû jouer un rôle important en la circonstance.

65. ***Age relatif des planètes.*** — Si ma théorie renferme quelque part de vérité, nous arrivons, le lecteur l'a déjà compris, aux mêmes conclusions que Laplace au sujet de l'âge relatif des planètes. En découvrant peu à peu les extrémités des branches spirales et en rapprochant constamment ces dernières du plan du maximum des aires, la condensation de l'ellipsoïde a provoqué la formation d'amas planétaires de l'extérieur à l'intérieur ; l'étude de la loi des distances nous en fournira d'ailleurs une nouvelle preuve. Il

faut donc conclure que cette formation a débuté par Neptune, ou une planète transneptunienne, pour se terminer par Mercure.

Quelle période s'est écoulée entre la naissance des deux extrêmes? C'est un nouveau problème que nous n'oserions aborder.

Les géologues, savants circonspects à l'habitude, ont, en ces dernières années, augmenté leurs exigences; ils ne réclament guère moins que 500 millions d'années pour l'âge de la Terre. Ce serait donc par milliards de siècles qu'il nous faudrait compter pour remonter à l'origine du premier-né de la nébuleuse solaire.

Quittons au plus tôt ce terrain mouvant où les hypothèses, faute de bases sérieuses, ne sauraient que chavirer, pour passer à une question qui nous ramène directement à notre sujet : la répartition des amas planétaires sur les deux branches spirales.

66. ***Répartition des amas planétaires sur les deux branches spirales.*** — En raison de la loi de l'alternance des planètes, loi qui distribue symétriquement ces dernières par rapport au plan invariable (nº 54), nous pouvons répartir ainsi les amas planétaires sur chacune des branches spirales (se reporter aux figures 58 et 59).

MASSES DES PLANÈTES	1re BRANCHE	INCLINAISON DES ORBITES	2e BRANCHE	INCLINAISON DES ORBITES	MASSES DES PLANÈTES
»	Planète transneptunienne.	» →	Neptune. . .	+ 45′	17
15	Uranus. . . .	— 63′ →	Saturne. . .	+ 55′	95
317	Jupiter. . . .	— 20′ →	Astéroïdes. .	+ »	»
1	Terre.. . . .	— 95′ →	Mars.. . . .	+ 98′	0,11
0,35	Mercure . . .	+ 380′ →	Vénus. . . .	+ 130′	0 32

Aucune difficulté de la planète transneptunienne jusqu'à la Terre ; mais le doute commence dès que nous franchissons notre orbite. Les inclinaisons positives pour Vénus et Mercure ne sauraient nous fixer sur leurs positions respectives en rapport avec chaque branche. D'ailleurs, nous l'avons dit, à hauteur de Vénus, la circulation a dû être fort embarrassée et les deux branches ont dû se confondre en une seule.

Enfin, dernière remarque intéressante, l'examen du Tableau qui précède nous montre que dans chaque branche la masse des planètes extérieures augmente de la périphérie vers le centre : Jupiter est plus important qu'Uranus, et il en est ainsi pour Saturne vis-à-vis de Neptune.

Ce résultat, qui ne saurait s'expliquer dans une spirale à branche unique, provient tout simplement du fait que les deux branches de notre nébuleuse allaient en s'effilant à leurs extrémités, conséquence d'une densité décroissante vers les bords.

Tels sont, tracés brièvement, les principes qui nous ont servi de guides dans notre nouvelle théorie. Il se peut qu'à une première lecture, ils apparaissent compliqués ; mais à la réflexion, et surtout après examen attentif des figures, l'hypothèse se présentera sous une si grande simplicité, qu'on s'étonnera à bon droit qu'elle ne soit venue plus tôt à l'esprit des astronomes et que moi-même j'aie dû réfléchir si longtemps avant de l'entrevoir.

APPENDICE AU CHAPITRE III

67. ***Inclinaison des orbites planétaires par rapport au plan du maximum des aires, ou plan invariable.*** — Les traités d'Astronomie donnent très peu de détails sur ce sujet intéressant pour les cosmogonistes. Le plan du maximum des aires, avons-nous dit, offre une inclinaison de 1°35′7″,75 avec l'écliptique ; son nœud ascendant a pour longitude héliocentrique 106°8′46″,5.

D'autre part, nous connaissons les inclinaisons des orbites planétaires rapportées à l'écliptique, ainsi que les positions de leurs nœuds ascendants; nous pouvons donc en déduire l'inclinaison de chaque orbite par rapport au plan du maximum des aires.

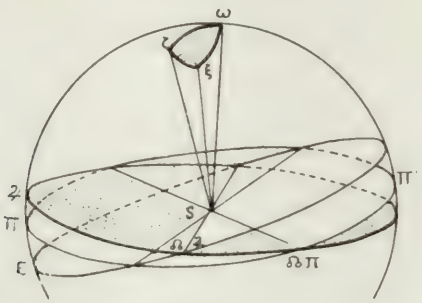


Fig. 60.

Proposons-nous de fixer cet élément pour une planète, Jupiter par exemple.

Soient :

i_e son inclinaison sur l'écliptique;
i_m — sur le plan invariable;
Ω♃ la position du nœud ascendant de Jupiter;
ΩΠ — — du plan invariable.

Appelons ω le pôle de l'écliptique, ζ celui de l'orbite planétaire et ξ celui du pôle du plan invariable sur la sphère céleste (fig. 60).

Les projections respectives de ces deux axes polaires sur l'écliptique seront perpendiculaires aux rayons vecteurs correspondants menés aux nœuds ascendants. L'angle qu'ils formeront entre eux équivaudra donc à l'angle des vecteurs des nœuds ou, ce qui revient au même, à la différence de longitude héliocentrique des nœuds ascendants de Jupiter et du plan invariable. Cet angle vaudra donc ΩΠ — Ω♃.

Remarquons aussi que les trois pôles déterminés à la surface de la sphère céleste par les trois axes polaires dessinent un triangle sphérique dont deux des sommets sont ω et ξ (fig. 61).

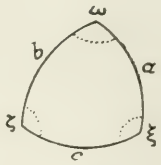


Fig. 61.

L'arc $\omega\xi$ a pour valeur 1°35′ : soit a cette valeur ; b celle de $\omega\zeta$, qui n'est autre que i_e mesuré en arc sur la sphère.

Il reste à déterminer le troisième côté du triangle sphérique $\omega\zeta\xi$; soit c sa valeur. Cette dernière représente l'arc $\zeta\xi$ mesuré sur la sphère, et nous savons que cet arc correspond à l'angle que forment entre eux les deux axes polaires menés du centre du Soleil à ζ et à ξ.

Ainsi le problème revient à déterminer le côté c du triangle sphérique que nous pourrons, dans presque tous les cas, assimiler à un triangle rectiligne, en raison de la petitesse des côtés.

Nous aurons donc :

$$c = \frac{(a + b \sin \frac{1}{2} \widehat{\omega}}{\cos \frac{1}{2} (\widehat{\xi} - \widehat{\zeta})},$$

qui devient dans le cas considéré :

$$i_m = \frac{(a + i_e \sin \frac{1}{2} (\Omega \Pi - \Omega \Psi)}{\cos \frac{1}{2} (\widehat{\xi} - \widehat{\zeta})}.$$

Pour des angles répondant à des inclinaisons plus marquées, on résoudra le triangle sphérique et l'on aura :

$$\operatorname{tg} \frac{1}{2} i_m = \operatorname{tg} \frac{1}{2} \left(a - i_e \right) \frac{\sin \frac{1}{2} (\zeta + \xi)}{\sin \frac{1}{2} (\zeta - \xi)}.$$

Dans les deux cas, les angles ζ et ξ seront obtenus par les formules connues.

Le Tableau suivant résume les éléments employés dans la solution de ce problème, ainsi que les résultats pour le Soleil et les orbites planétaires. Le nœud ascendant pour le Soleil indique cette donnée appliquée à son équateur.

SYSTÈME SOLAIRE	INCLINAISON i_e PAR RAPPORT A L'ÉCLIPTIQUE	NŒUD ASCENDANT ☊	INCLINAISON i_m, PAR RAPPORT AU PLAN INVARIABLE en degrés		en minutes
Équateur solaire	7°15′	74°40′	5°48′	=	+ 348′
Mercure	7	47	6 20	=	+ 380
Vénus	3 23	75 47	2 10	=	+ 130
Terre	0	0	1 35	=	— 95
Mars	1 51	48 47	1 38	=	+ 98
Astéroïdes	» »	» »	» »		»
Jupiter	1 18	99 26	0 20	=	— 20
Saturne	2 29	112 47	0 55	=	+ 55
Uranus	0 46	73 30	1 3	=	— 63
Neptune	1 46	130 40	0 45	=	+ 45

Par convention, les signes + et — de la dernière colonne nous indiquent si les planètes accomplissent une notable portion de leurs trajectoires respectives au-dessus ou au-dessous du plan invariable actuel. D'ailleurs leurs distances à ce plan ne sont pas fixes, comme on pourrait le croire ; elles varient avec le cours des siècles ; mais les écarts se compensent suivant la formule (40) donnée par Laplace (n° 54).

Pour la Terre, par exemple, l'amplitude de l'oscillation de l'écliptique est de 2°37′. Actuellement l'inclinaison diminue; elle atteindra son minimum dans 15000 ans. Tous les chiffres du Tableau sont rapportés à l'année 1920.

CHAPITRE IV

LOI DES DISTANCES PLANÉTAIRES

Un examen même superficiel du plan de notre système montre que le large espace entre Mars et Jupiter détonne singulièrement sur l'ensemble du Tableau.

La remarque n'avait pas échappé à l'intuitif génie de Képler. A une époque où rien ne fixait des intervalles entre chaque planète, c'est-à-dire vers 1596, treize années avant la découverte de ses lois immortelles, ce savant de vingt-cinq ans écrivait dans son *Mysterium cosmographicum*, à propos d'une loi commune des distances et des mouvements : « Je m'abandonnai, à cet égard, à une hypothèse singulièrement hardie. Je supposai qu'entre les planètes visibles, il y en avait deux autres invisibles, l'une comprise entre Mercure et Vénus, l'autre entre Mars et Jupiter. » Et ailleurs il revient sur sa pensée qu'il complète ainsi : *Intra Martem et Jovem, interposui planetam.* Cette dernière planète devait dans sa pensée combler le large *hiatus* — le mot est de Képler — qui se présentait.

68. ***Historique de la loi de Bode.*** — Cette idée dut s'accréditer dans le monde savant, car nous voyons, en 1741, un certain Christian Wolf — on connaissait alors d'une façon assez nette le plan du système solaire — faire remarquer que les distances des planètes au Soleil paraissaient liées aux termes d'une progression géométrique qu'on pouvait écrire ainsi :

$$\div\!\!\div\ 3 : 6 : 12 : 24 : 48 : 96 : 192 ;$$

nous l'appellerons *progression de Wolf.*

En 1772, Titius[1], de Wittemberg, attire de nouveau l'attention sur cette circonstance. Il ajoute le terme 0 qui n'appartient pas à la progression et augmente tous les nombres de 4 unités, ce qui donne les séries suivantes :

0 . 3 . 6 . 12 . 24 . 48 . 96 . 192.
4 . 7 . 10 . 16 . 28 . 52 . 100 . 196.

Or, si la distance du Soleil à la Terre est comptée pour 10, les autres nombres représentent assez bien les distances des planètes au Soleil. On a en effet : 4 pour Mercure, 7 pour Vénus, 10 pour la Terre, 16 pour Mars,... 52 pour Jupiter et 100 pour Saturne.

Bode, de Berlin, ressuscite la loi de Titius en l'année 1778, dans une de ses publications, et lorsque trois ans plus tard Uranus, découvert par sir William Herschel, vient se placer vers la distance 196, non seulement les savants n'oublient plus la loi de Titius, mais, dans leur engouement et leur admiration, continuent à l'appeler *loi de Bode*, malgré les protestations de ce dernier.

C'est de ce moment que datent les recherches destinées à combler le vide entre Mars et Jupiter; elles n'aboutirent pas tout à fait dans la voie poursuivie, puisqu'à la place de la planète vacante on découvrit une multitude d'astéroïdes dont la distance moyenne cadre fort bien avec le nombre 28.

Malgré ce succès, et parce que personne ne parvint à découvrir une raison de nature à justifier une règle aussi curieuse, les savants continuèrent à traiter *d'empirique* cette fameuse loi de Bode.

Et cependant personne n'est dupe de la magie d'un tel mot : mieux que quiconque l'astronome sent que, derrière les nombres de cette mystérieuse série, se cache une cause réelle, quoique ignorée jusqu'ici, et c'est pourquoi on a pu dire avec raison de la loi de Bode qu'elle « conserve malgré tout une saveur de vérité et de mysticisme[2] ».

[1] Titius n'est autre que Jean Daniel Tietz, qui latinisa son nom comme on le faisait beaucoup à cette époque. Sa loi est exposée dans une note de *La contemplation de la Nature* de Bonnet, qui fut publiée en 1778 par Bode.

[2] Jean Mascart : *Travaux scientifiques*, p. 139 (Paris, 1905).

Au reste, n'avons-nous pas vu Le Verrier, aussi bien qu'Adams, postuler, pour la recherche de Neptune, des distances fondées sur la série de Bode continuée? Ajoutons que l'un et l'autre jouèrent de malheur, puisque le premier trouva 360, le second 370, au lieu du nombre 388 de la série, alors que la véritable distance n'était en réalité que de 301[1].

Jamais la loi de Bode ne s'était trouvée aussi en défaut. On parla de la rejeter ou de lui en substituer une autre; mais finalement nous l'avons conservée, car c'est elle qui exprime encore le mieux les distances relatives des planètes au Soleil. Qu'elle joue mal en ce qui concerne Mercure et Neptune, ce n'est pas une raison pour la répudier en bloc; il se peut que très près du Soleil, comme aux confins de notre système, des causes multiples aient agi pour masquer ou simplement déformer la loi; le contraire même dépasserait toute vraisemblance.

69. ***Expression précise de la loi de Bode.*** — La loi peut être mise sous une forme algébrique assez simple.

Si a et b sont deux constantes, la distance x_n au Soleil, d'une planète de rang n sera donnée par la formule :

$$x_n = a + b^n.$$

En fait, si l'on adopte pour Mercure la distance 4 au lieu de 3,9 et si n désigne le rang de chaque planète suivante, la distance de chacune d'elles sera, d'après cette loi :

$$4 + 3 \,.\, 2^{n-2}.$$

Nous pourrons alors dresser le Tableau de la page suivante où, remarquons-le en passant, les distances réelles sont exprimées, comme dans les séries précédentes, en nombres dix fois supérieurs aux mêmes distances comptées en unités astronomiques. En d'autres termes, la distance de la Terre représentée par 1 (unité astronomique) vaut 10 dans le

[1] V. pour plus de détails, Th. Moreux : *Où en est l'Astronomie*, ch. IX (Gauthier-Villars, 1921).

Tableau et dans la série de Bode. Les considérations théoriques ne sauraient en être affectées : il s'agit simplement de s'entendre sur *l'unité* employée.

PLANÈTES	VALEUR DE n	DISTANCE D'APRÈS LA LOI ADMISE	DISTANCES RÉELLES	ÉCART AVEC LA LOI
Mercure	1	$4 = 4$	3,9	+ 0,1
Vénus	2	$4 + 3 . 2^0 = 7$	7,2	+ 0,2
Terre	3	$4 + 3 . 2^1 = 10$	10,0	0
Mars	4	$4 + 3 . 2^2 = 16$	15,2	+ 0,8
Astéroïdes	5	$4 + 3 . 2^3 = 28$	28,0	0
Jupiter	6	$4 + 3 . 2^4 = 52$	52,0	0
Saturne	7	$4 + 3 . 2^5 = 100$	95,5	+ 4,5
Uranus	8	$4 + 3 . 2^6 = 196$	192,0	+ 4,0
Neptune	9	$4 + 3 . 2^7 = 388$	301,0	+ 87,0

On le voit, les écarts entre les distances réelles et la loi de Bode sont généralement faibles pour toutes les planètes jusqu'à Neptune ; mais, pour cette dernière, l'écart compté en *unités astronomiques* est de 8,7, soit environ 30 p. 100.

70. ***Essais tentés pour substituer une autre loi à celle de Bode.*** — Aussi a-t-on essayé bien des fois de substituer une autre formule à celle de Bode. Quoique ces tentatives aient été plus ou moins malheureuses, nous les signalerons brièvement à titre documentaire.

Wurm a remplacé les constantes a et b, qui sont 4 et 3 dans la loi de Bode (ou 0,4 et 0,3), par les valeurs 0,397 et 0,301. Mais alors la loi perd la simplicité qui en fait le charme et l'élégance ; en outre, l'erreur est encore augmentée pour Neptune.

En 1880, Gaussin propose une autre formule :

$$\text{Distance} = \frac{1}{214,5} + 1,7226^n,$$

où n égale 8 pour Mercure, 9 pour Vénus,... etc. Le

moindre inconvénient du système est de trouver sept places vacantes entre Mercure et le Soleil !

La fraction 1/214,5 représentait dans la formule précédente le rapport entre le diamètre solaire et l'unité astronomique. Cette donnée, introduite ici arbitrairement et pour les besoins de la cause, a été conservée par M. Belot, qui, en 1905, modifie ainsi la formule de Gaussin :

$$\text{Distance} = 0{,}26 + \frac{1}{214{,}5} \cdot 1{,}883^n.$$

En faisant $n = 5$ pour Mercure, $n = 7$ pour Vénus, etc., c'est-à-dire en supposant quatre planètes entre Mercure et le Soleil, une entre Mercure et Vénus, etc., les planètes existantes retrouvent leurs distances ; mais les autres, que sont-elles devenues ?

Le même auteur a tenté d'énoncer une loi analogue pour les satellites et il aboutit encore à de nombreuses places vacantes ; mais, ainsi que l'écrivait M. Armellini en discutant les théories de M. Belot : « Il sera difficile de persuader aux astronomes qu'entre la Terre et la Lune, il y a *trois places vacantes* occupées peut-être par trois autres Lunes aujourd'hui disparues[1]. »

N'insistons pas, nous sommes en pleine féerie, non dans le domaine de la science, mais dans l'irréel et l'incontrôlable !

Les auteurs précédents employaient deux ou trois paramètres dans leurs formules. M. Armellini propose celle-ci, qui n'en contient qu'un :

$$\text{Distance} = 1{,}53^n,$$

où $n = -2$ pour Mercure, -1 pour Vénus, 0 pour la Terre, 1 pour Mars, etc. On obtient alors deux distances pour les astéroïdes, ce qui est très acceptable dans notre nébuleuse spirale, et une place vacante entre Saturne et

[1] V. *Scientia*, déc. 1918, p. 131 (Art. Armellini), et *Rev. Scientif.*, 4-11 oct. 1919, p. 593.

Uranus. Malheureusement les nombres calculés offrent encore des divergences nombreuses avec les distances réelles, si bien que, tout compte fait, aucune des lois nouvelles ne présente une amélioration véritable sur la loi dite de Bode.

Néanmoins, de cette discussion nous pouvons déduire une conclusion capitale au point de vue théorique : c'est que *les distances des planètes procèdent suivant une loi exponentielle.* Tous ceux qui se sont occupés de la question ont abouti à ce résultat d'une importance singulière, et la loi de Bode elle-même rentre dans ce cadre.

71. ***Véritable caractéristique de la loi des distances déduite des séries de Wolf et de Bode.*** — Au lieu de s'épuiser en vain à chercher des formules nouvelles s'adaptant aux distances connues des planètes, on resterait mieux, à mon avis, dans le véritable esprit scientifique, si l'on essayait de dégager le caractère réel de la loi basée sur les remarques de Wolf et de Titius ; si, en un mot, l'on se bornait à mettre en évidence ce qu'il y a d'essentiel dans leur expression.

Au reste, les distances des planètes, telles que nous les employons, ne sont que des moyennes ; elles représentent sans doute des éléments invariables à l'heure actuelle (demi-grand axe des orbites), mais il n'en a pas toujours été de même. Au début, lorsque les amas planétaires se sont détachés des branches spirales, le milieu résistant n'a pas manqué de rétrécir les orbites et d'agir sur tous les éléments à la fois ; pourquoi, dès lors, ces derniers auraient-ils varié parallèlement ? De ce fait, les distances primitives ont sans nul doute été notablement altérées.

N'oublions pas davantage les perturbations ; les masses imposantes de Jupiter et de Saturne ont agi nécessairement sur Uranus et Neptune ; l'amas jovien lui-même a dû attirer quelque peu la planète Mars et retarder sa formation.

La contraction de toute la nébuleuse se poursuivant d'une façon incessante à travers les âges est encore venue troubler

des relations essentiellement instables. Bref, il faut admettre que nous sommes actuellement en présence d'un ordre de faits qui ne représentent rien autre que la résultante de causes très variées, difficiles à énumérer, en tout cas impossibles à analyser.

Toutefois, les grandes lignes du dessin primitif ne paraissent pas tellement effacées que nous n'en puissions déchiffrer les traces. Or la caractéristique la plus nette qui découle de la série de Bode ou mieux de la progression plus simple proposée par Wolf, c'est que les intervalles *se doublent* en passant d'une planète à la suivante.

Sans doute a-t-on déja formulé plus d'une fois cette remarque ; mais personne, que je sache, n'a insisté sur ce fait, en tant qu'il montre, mieux que la série de Bode, la nature même des relations exprimant les distances relatives des planètes entre elles et non rapportées au Soleil.

Si, en effet, la loi théorique a été altérée pour un astre proche du Soleil comme Mercure, nous n'aboutirons qu'à fausser les résultats en prenant la distance de cette planète comme premier terme d'une série quelconque. Et la preuve, la voici : laissons de côté les distances absolues pour ne nous attacher qu'aux intervalles ; la progression de Wolf nous donnera :

Distances ÷ 3 : 6 : 12 : 24 : 48 : 96 : 192

Intervalles : 3 . 6 . 12 . 24 . 48 . 96.

Ainsi les intervalles sont représentés par les nombres qui expriment ceux de la progression dont ils sont issus. Or, négligeant sciemment Mercure et Neptune, que constatons-nous dans le système solaire ? Des intervalles calqués sur ceux de la progression indiquée par Wolf.

Les plus grands écarts entre les intervalles réels et théoriques s'expliquent facilement : la Terre a attiré Mars et l'intervalle est de 5,2 au lieu de 6 ; de même, Jupiter a dû entraîner avec lui Saturne et Uranus. L'intervalle entre ces

deux dernières planètes n'a guère varié; néanmoins Uranus est resté un peu en arrière, tandis que Saturne s'est rapproché de Jupiter : 43,5 au lieu de 48.

DISTANCES AU SOLEIL	PLANÈTES	INTERVALLES RÉELS		INTERVALLES THÉORIQUES
7,2	Vénus			
10,0	Terre	 2,8	au lieu de	3
15,2	Mars	 5,2	—	6
28,0	Astéroïdes	12,8	—	12
52,0	Jupiter	24,0	—	24
95,5	Saturne	...43,5	—	48
192,1	Uranus	96,6	—	96

Devant un accord aussi satisfaisant, il faudrait être bien difficile pour ne pas reconnaître que nous sommes en présence d'une véritable loi fondée en raison.

72. ***Loi des intervalles planétaires.*** — C'est pourquoi je n'hésite pas à substituer, à la série empirique et arbitraire de Titius ou de Bode, une règle nouvelle que j'appellerai *Loi des intervalles planétaires* et dont voici l'énoncé :

Les intervalles entre les planètes sont comme les nombres de la progression géométrique :

$$\div\div\ 3 : 6 : 12 : 24 : 48 : 96^{1}.$$

Encore une fois, bien que l'intervalle 3,35 de Mercure à Vénus ne corresponde pas au terme 1,5 qui serait le premier de la progression, pas plus que l'intervalle 192 ne donne celui d'Uranus à Neptune, on conçoit très bien que, pour les

[1] Cette progression pourrait être avantageusement remplacée par cette autre, que nous emploierons dans les calculs au n° 75 :

$$\div\div\ 1 : 2 : 4 : 8 : 16 : 32 : 64 : 128.$$

deux planètes extrêmes, des causes étrangères aient pu intervenir. Il est de toute évidence, par exemple, que Mercure a dû se rapprocher notablement du Soleil ; cet astre énorme, après s'être assimilé une partie des matériaux de ce monde voisin, devenu ainsi minuscule, l'a déplacé en l'attirant vers sa masse imposante ; la résistance très forte du milieu a produit un résultat analogue, etc.

Au fond, pourrait-on objecter, cette nouvelle forme était implicitement contenue dans l'ancienne. Je n'en disconviendrai pas ; mais je ferai remarquer à mon tour que si la loi des distances exprimée par Wolf n'a conduit à aucun résultat, par contre, la loi des intervalles déduite de la première et telle que je la propose aura le précieux avantage de nous acheminer vers la solution d'un problème que j'avais vainement cherchée en partant de la loi de Bode. Montrons donc comment cette loi des intervalles n'est que le corollaire de la doctrine newtonienne de la gravitation.

73. ***La loi des intervalles planétaires est une conséquence des lois de la gravitation.*** — Commençons par exposer ce que nous pouvons appeler le mécanisme de la démonstration ; nous soumettrons ensuite la question à un contrôle mathématique plus rigoureux.

De la forme même de la nébuleuse spirale, il résulte, nous l'avons vu (n° 61), que la formation des amas n'a pu se faire qu'au moyen de cassures successives et alternatives des deux branches. Ces cassures elles-mêmes n'ont pu être provoquées que par un seul phénomène : le mouvement de bascule de l'équateur solaire ou des parties centrales.

Lorsque, par la condensation et la contraction de la nébuleuse, une portion suffisante de la masse totale avait été précipitée sur le noyau intérieur, celui-ci voyait son axe se relever d'un certain angle, et c'est ce mouvement, nous l'avons montré, qui, se communiquant de proche en proche, atteignait les extrémités des spirales restées jusque-là solidaires de la nébulosité intérieure (fig. 56).

Ce relèvement, et c'est une conséquence de notre théorie,

a dû commencer dès la rencontre du nuage cosmique et avec l'incorporation des premiers météores. Une fois le nuage traversé, la nébuleuse livrée à elle-même devait évidemment continuer sa contraction; mais alors la plus grande partie de la condensation était déjà effectuée.

En d'autres termes, autour d'un noyau central très agglomméré, s'étendaient les deux branches spirales, noyées elles-mêmes dans un milieu météorique assez raréfié déjà et sillonné seulement par des amas cométaires fortement excentrés, par des essaims de météores plus ou moins inclinés sur le plan principal, enfin par des poussières analogues à celles qui constituent notre lumière zodiacale.

Ainsi, à la naissance de Neptune, notre Soleil était déjà à peu près ce qu'il est aujourd'hui, et sa masse, depuis cette époque, n'a pas dû s'accroître en de fortes proportions.

Comme première conséquence, nous pouvons en inférer que son inclinaison n'a pu diminuer que dans d'étroites limites : à peine si les météores compris dans l'ellipsoïde s'étendant jusqu'à Neptune, et qui se sont précipités sur le Soleil, sont-ils parvenus à relever son axe de trois ou quatre degrés au maximum[1].

Maintenant, remarquons-le bien, cette modeste amplitude totale représente la somme des huit accroissements que ce même axe a subis dans son relèvement. D'autre part, tout accroissement correspondant au détachement d'un amas planétaire, il s'ensuit que chacun d'eux a été forcément très faible. Ceci prouve que les accroissements successifs de la masse du Soleil pendant l'intervalle de la formation d'une planète à celle qui a suivi dans l'ordre chronologique ont dû, eux aussi, être peu considérables; et on ne commettra pas d'erreur appréciable en supposant qu'ils ont été sensiblement égaux.

[1] Cela résulte évidemment du peu de différence constatée entre les plans des orbites planétaires de Neptune à Vénus; de plus, et nous reviendrons sur la question, le plan moyen de circulation des astéroïdes s'écarte très peu du plan équatorial solaire actuel. Ce dernier n'a dû sans doute se relever que de un degré environ depuis la formation de Jupiter.

Ces propositions établies, un corollaire s'impose : pour que des accroissements successifs de la masse solaire aient pu rester égaux à peu près et en moyenne, il faut admettre que, dans l'intervalle de formation d'une planète à la suivante, la condensation a précipité sur le Soleil un nombre à peu près égal de météores.

Ainsi, la zone annulaire comprise, par exemple, entre Uranus et Saturne a dû fournir au Soleil un appoint à très peu près égal à celui qu'a donné la zone annulaire plus petite comprise entre Saturne et Jupiter.

Mais puisque nous connaissons le rayon des orbites planétaires, nous allons pouvoir déduire les densités respectives de chaque zone annulaire, densités d'ailleurs toutes relatives et dont nous avons seulement besoin. Les calculs approchés sont extrêmement simples et ils nous suffiront pour l'instant à montrer que ce long enchaînement de faits n'a eu qu'une seule cause : la loi fondamentale de la gravitation.

Sans doute, lorsque Newton prouvait que « les corps s'attirent en raison inverse du carré des distances », il était loin de soupçonner qu'il posait, en fait, la loi des intervalles planétaires, telle qu'elle a été définie dans toute sa simplicité, et qu'on peut exprimer par la progression géométrique :

$$\div 3 : 6 : 12 : 24 : 48 : 96.$$

Pour simplifier nos calculs, nous allons, dans une première approximation, assimiler notre nébuleuse, en raison

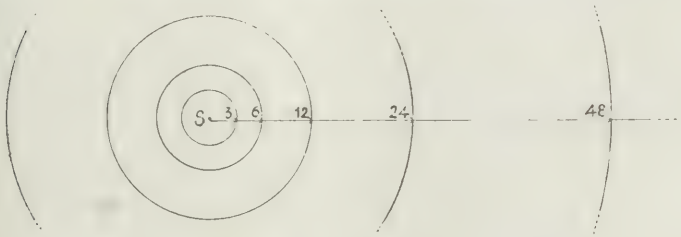


Fig. 62.

de sa grande étendue, à un disque plat, d'épaisseur égale par conséquent dans toutes ses parties.

Du Soleil comme centre, découpons dans notre disque des couronnes circulaires, avec des rayons croissant comme les nombres 3, 6, 12, etc. (fig. 62). L'épaisseur de chaque couronne étant la même, les volumes sont entre eux comme les surfaces. Calculons donc ces dernières.

L'aire d'une couronne, en désignant par R et r les rayons extérieur et intérieur, est donnée par la formule :

$$\text{Surface} = \pi\ (R^2 - r^2).$$

Si n représente 3, rayon intérieur de la plus petite couronne, nous aurons :

Pour la 1re :	π	$4n^2$ —	$1n^2$	$= \pi$	$3n^2$	ou	$1n^2$
— la 2e :	π	$16n^2$ —	$4n^2$	$= \pi$	$12n^2$	—	$4n^2$
— la 3e :	π	$64n^2$ —	$16n^2$	$= \pi$	$48n^2$	—	$16n^2$
— la 4e :	π	$256n^2$ —	$64n^2$	$= \pi$	$192n^2$	—	$64n^2$
— la 5e :	π	$1024n^2$ —	$206n^2$	$= \pi$	$768n^2$	—	$256n^2$
etc.							

On voit immédiatement, en simplifiant les coefficients, que chaque couronne a une surface 4 fois plus considérable que la précédente. Nous aurions pu l'admettre *a priori*, puisque les surfaces semblables sont entre elles comme le carré de leurs dimensions.

Maintenant il est bien évident que si chaque couronne est 4 fois plus petite que la suivante, pour que le nombre de météores soit égal dans chaque couronne, il faut que chaque unité de surface, en passant de l'une à l'autre, en contienne 4 fois plus. C'est ce que montre le Tableau suivant.

PETIT RAYON DES COURONNES	SURFACE DE CHAQUE COURONNE	NOMBRE DE MÉTÉORES PAR UNITÉ DE SURFACE	NOMBRE TOTAL DE MÉTÉORES DANS CHAQUE COURONNE
3	1 (unite)	256	$256 \times 1 = 256$
6	4	64	$64 \times 4 = 256$
12	16	16	$16 \times 16 = 256$
24	64	4	$4 \times 64 = 256$
48	256	1	$1 \times 256 = 256$

Ainsi, à des distances doubles, le nombre des météores par unité de surface, c'est-à-dire la *densité*, a dû varier du quadruple au simple ; l'attraction a groupé 4 fois plus de météores à une distance 2 fois plus petite, puisqu'elle-même est 2×2 fois plus forte. C'est bien la loi de la gravitation newtonienne que nous retrouvons ici et qui est de la forme $\frac{K}{r^2}$.

On peut inférer de la densité par unité de surface la densité linéaire, c'est-à-dire suivant un rayon à partir du Soleil. On l'obtiendra en prenant la racine carrée des nombres de la troisième colonne, et l'on aura :

Densité par unité de surface	Densité linéaire suivant un rayon
256	$\sqrt{256} = 16$
64	$\sqrt{64} = 8$
16	$\sqrt{16} = 4$
4	$\sqrt{4} = 2$
1	$\sqrt{1} = 1$

Tel est, en gros, le mécanisme de la démonstration ; nous allons maintenant serrer la question de plus près.

74. ***Recherches théoriques et expérimentales sur le problème des densités.*** — L'étude théorique et purement spéculative de la densité dans une masse qui se contracte et dont tous les éléments sont attirés vers un noyau central suivant la loi de la gravitation, est extrêmement complexe et dépend des données initiales. On peut considérer la masse, soit comme un gaz parfait, soit comme un ensemble de météores dont chacun reste soumis à l'attraction du centre. Seul ce dernier cas nous intéresse.

Le problème a été résolu par différents auteurs avec plus ou moins de précision. Nous nous contenterons ici de résultats généraux bien suffisants pour élucider la question.

Il est tout d'abord certain que la densité augmente dans

les régions centrales, tout en restant dans des limites finies; la courbe qui la représente a la forme de la figure 63. Mais, à mesure que s'opère la concentration, les régions éloignées

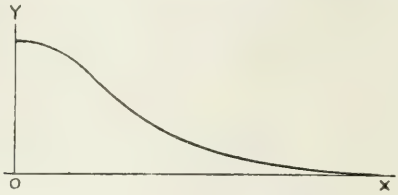


Fig. 63. — Courbe générale des densités.

se vident au profit des parties centrales, si bien que les courbes des densités successives prennent des formes de cloches dont la base se rétrécit à mesure que la hauteur s'accroît (fig. 64).

L'équation qui répond le mieux à l'ensemble des sections méridiennes de toutes ces surfaces est la suivante :

$$y = \frac{A}{x^2},$$

dans laquelle A est un coefficient variable avec le temps, comme le degré de concentration. Pour $A = 1$, on a la for-

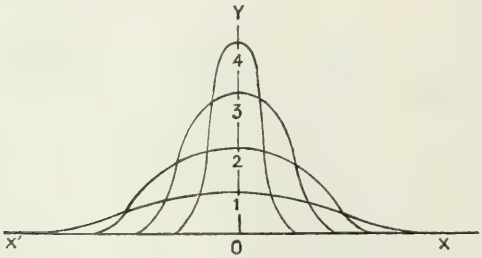


Fig. 64. — Les courbes 1, 2, 3, 4 représentent les variations successives de la densité au cours de l'évolution.

mule de l'attraction newtonienne, et c'est probablement ce qui arrive pour les couronnes situées à une certaine distance du centre.

Cette circonstance explique pourquoi la loi des intervalles planétaires (n° 72) nous mène à la loi de la gravitation, pourvu qu'on ait bien soin de négliger les parties trop proches ou les confins extrêmes de la nébuleuse.

Tous ces résultats déduits de la théorie ont d'ailleurs été amplement confirmés par les recherches expérimentales de différents observateurs, celle de Plummer[1], par exemple,

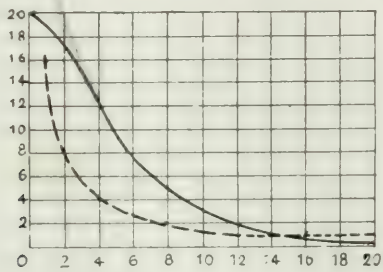


Fig. 65. — Courbe de la densité des amas stellaires (trait plein : densité théorique (trait discontinu).

qui a porté ses investigations sur les amas stellaires d'Oméga Centaure, de 47 Toucan et sur le bel amas d'Hercule (Messier 13).

La courbe de la moyenne des densités dans les amas est représentée en trait plein dans la figure 65, tandis que le trait discontinu nous donne la densité déduite théoriquement des lois de l'attraction ; or cette dernière n'est autre que la densité calculée d'après les principes posés au numéro précédent. L'allure, on le voit, est bien la même dans chacun de ces cas. Nos conclusions restent donc valables pour la concentration de notre nébuleuse solaire.

75. ***Cas d'une nébuleuse ellipsoïdale.*** — Mais, ici, se dresse une nouvelle difficulté. Nous avons, pour simplifier, supposé un système plat, d'égale épaisseur en toutes ses

[1] V. Article de J.-J. See dans *Proc. Americ. Phil. Soc.*, Ap. June, 1912, p. 131.

parties. Un tel cas ne saurait se présenter dans la nature. Nos photographies de nébuleuses vues par la tranche nous montrent toujours des formes nettement ellipsoïdales. Avons-

Fig. 66. — Amas stellaire dans la constellation de Pégase.

nous le droit, dans de telles conditions, de conserver nos conclusions premières? Telle est la question qu'il nous reste à élucider.

Pour atteindre plus facilement notre but et rendre plus claires nos explications, on nous permettra de reprendre tout ce problème en le traitant d'une façon plus mathématique avec les données du système solaire.

1° **Cas d'une nébuleuse plate en forme de disque.** — Considérons les intervalles des planètes qui obéissent à la loi répondant à la progression

$$\doteq 3 : 6 : 12 : 24 : 48 : 96 : 192 : 384.$$

dont les termes sont proportionnels à cette autre progression de raison 2 :

$$\div 1 : 2 : 4 : 8 : 16 : 32 : 64 : 128.$$

Si l'on considère un cylindre droit de rayon 128, limité par deux plans parallèles, les termes de la dernière progression sont les rayons de cylindres concentriques dont nous considérons les anneaux successifs au nombre de 7.

Les volumes de deux anneaux consécutifs sont entre eux dans le rapport :

$$\frac{r_{n+1}^2 - r_n^2}{r_n^2 - r_{n-1}^2} = \frac{2^{2n+2} - 2^{2n}}{2^{2n} - 2^{2n-2}} = \frac{2^{2n}(2^2 - 1)}{2^{2n-2}(2^2 - 1)} = 4.$$

Ces volumes sont donc proportionnels aux termes de la progression géométrique de raison 4 :

$$\div 1 : 4 : 16 : 64 : 256 : 1024 : 4096.$$

Si l'on admet que le nombre de météores dans chaque tranche annulaire est constant, la densité moyenne (nombre de météores par unité de volume) dans chaque anneau est l'inverse du volume ; elle sera donc proportionnelle aux nombres :

$$4096 . 1024 . 256 . 64 . 16 . 4 . 1.$$

On voit aisément que la *densité moyenne* dans chaque anneau est inversement proportionnelle au carré du *rayon interne* de l'anneau :

$$4096 \times 1 = 4096$$
$$1024 \times 2^2 = 4096$$
$$\cdots\cdots\cdots$$
$$64 \times 8^2 = 4096.$$
$$\cdots\cdots\cdots$$

La densité linéaire (nombre de météores par unité de rayon) s'obtiendra en prenant la racine carrée des nombres qui expriment la première densité. Elle répond à la loi (δ étant cette densité linéaire) :

$$\delta = \frac{K}{r^2},$$

qui n'est autre que la formule de la gravitation.

2° Cas d'une nébuleuse ellipsoïdale. — En réalité, les nébuleuses, nous l'avons dit, sont assez loin d'affecter la forme d'un disque plat ; elles sont plutôt figurées par un ellipsoïde de révolution[1] très aplati dont le diamètre équatorial vaut en moyenne dix fois le petit axe, d'après les clichés examinés[2] (V. fig. 67).

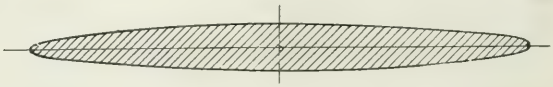


Fig. 67. — Coupe théorique d'une nébuleuse.

Dans ces conditions la hauteur h des anneaux n'est plus constante ; h varie et est réduit dans une certaine proportion, en fonction du *rayon moyen* de l'anneau (fig. 68) ; mais cette proportion est indépendante de l'excentricité de l'ellipse.

Nous pouvons donc, pour le calcul, considérer la sphère et le cylindre inscrit de rayon $R = 128$.

La hauteur correspondante à chaque cercle de rayon x (fig. 69) est h, telle que $h^2 = R^2 - x^2$.

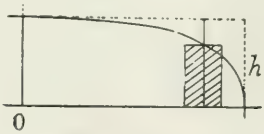


Fig. 68.

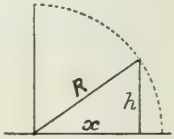


Fig. 69.

Nous prendrons pour hauteur d'une tranche la moyenne des hauteurs correspondantes à ses deux extrémités (fig. 68).

Le calcul donne les résultats suivants :

x	=	1 .	2 .	4 .	8 .	16 .	32 .	64 .	128.
h	=	128	128	128	127,7	127	123,9	110,8	0
h moyen	=		128	128	127,8	127,5	125,5	117,3	56.

[1] Ellipsoïde de révolution autour de son petit axe, évidemment.

[2] Nous verrons d'ailleurs bientôt que l'aplatissement de l'ellipsoïde, quelle que soit sa valeur, ne peut beaucoup changer les résultats.

Dans ces nouvelles conditions, le nombre total des météores dans chaque tranche étant constant par hypothèse, les densités trouvées précédemment doivent être multipliées par $\frac{128}{h \text{ moyen}}$; elles sont donc proportionnelles aux nombres :

Densités anciennes : 4096 . 1024 . 256 . 64 . 16 . 4 . 1.
Densités nouvelles : 4096 . 1024 . 256 . 64,25 . 16,3 . 4,35 . 2,28.

On voit que la densité moyenne dans chaque anneau est inversement proportionnelle au carré du rayon intérieur de l'anneau jusqu'aux deux derniers anneaux exclusivement.

Dans l'avant-dernier anneau, la loi est $\delta = \frac{1}{r^{1,9}}$ qui correspond encore très sensiblement à la loi de la gravitation.

Il n'y a que pour le dernier anneau où nous constatons un écart assez notable, $\delta = \frac{1}{r}$ (à peu près), ce qui expliquerait *en partie* pourquoi la loi est nécessairement en défaut pour une planète éloignée comme Neptune[1]. Nos premières conclusions subsistent donc tout entières.

Ainsi semblent s'évanouir les raisons mystérieuses qui avaient amené les astronomes à taxer d'empirique la fameuse loi de Bode. Celle-ci, d'ailleurs, nous sommes maintenant mieux à même de l'affirmer, n'a pas été un progrès sur la règle de Wolf, qui reste, à part les réserves déjà formulées pour les corps extrêmes, comme la véritable expression des distances planétaires, conséquence inéluctable des lois de la gravitation newtonienne.

[1] Nous disons « en partie », car, à ne considérer que la diminution des densités aux confins de la nébuleuse, Neptune devrait être au delà de la distance 388, alors qu'il est notablement *en deçà*. D'autres considérations devront être employées dans les chapitres suivants pour justifier la place de Neptune.

CHAPITRE V

LE PROBLÈME DES ASTÉROÏDES

76. ***État de la question.*** — La plupart des auteurs nous ayant donné des systèmes cosmogoniques originaux paraissent n'avoir attaché qu'une minime importance à la question des petites planètes. La découverte de la première, il est vrai, ne date que du 1er janvier 1801 ; Encke n'aperçut la cinquième qu'en 1845 et les astronomes n'en connaissaient encore que trois cents en 1891.

Depuis, leur nombre s'est tellement accru qu'au point de vue cosmogonique, il y a là une indication précieuse dont nous devons tenir compte, et à l'heure actuelle nous pouvons « considérer les petites planètes comme constituant la pierre de touche et le nœud de toute hypothèse sur la formation de notre système [1] ».

Toutefois, avant d'attaquer de front cet intéressant problème, il me paraît d'autant plus opportun d'en exposer les données, que la plupart d'entre elles sont d'acquisition récente, donc peu connues. Nous traiterons des comètes en un chapitre spécial, mais d'ores et déjà nous avertissons le lecteur qu'au point de vue mécanique, il serait très téméraire de vouloir aujourd'hui délimiter les domaines respectifs de ces deux sortes d'objets célestes.

Qu'est-ce en effet qu'une petite planète ? A cette question, un astronome du siècle dernier n'aurait pas hésité à répondre incontinent : « C'est un astre gravitant autour du Soleil entre Mars et Jupiter. »

[1] J. Mascart : *Travaux scientif.*, p. 140.

A l'heure actuelle, nous sommes un peu plus réservés,... parce que bon nombre d'astéroïdes ne répondent plus du tout à la précédente définition : c'est ainsi que le groupe Martien empiète sur la trajectoire de Mars et ses représentants s'approchent de nous plus près que cette planète, alors que d'autres composant le groupe Troyen s'éloignent du Soleil beaucoup plus loin que Jupiter.

On pourrait, penserez-vous, faire intervenir les inclinaisons pour éviter de confondre les astéroïdes avec les comètes périodiques ; eh bien ! là encore, aucune distinction possible. Alors qu'autrefois les astéroïdes paraissaient fort sagement se cantonner aux abords de l'écliptique, chaque jour les observations enrichissent notre essaim de membres nombreux circulant sur des orbites à fortes inclinaisons.

Les excentricités donnent lieu à des remarques analogues, si bien qu'aujourd'hui, à part les conditions physiques, quelquefois difficiles à fixer, toute distinction entre astéroïdes et comètes nous apparaît comme illusoire et insaisissable. Et la meilleure preuve, c'est qu'en 1920, les astronomes se sont aperçus qu'une comète dûment baptisée et cataloguée depuis douze ans sous le nom de 1908 *a* n'était autre que la petite planète **516** Amherstia [1].

« Ces considérations, écrivions-nous déjà dans *Où en est l'Astronomie*, offrent un intérêt qui n'échappe à aucun observateur consciencieux ; on sent que tôt ou tard elles sont destinées à entrer en ligne dans la solution du problème de l'origine encore mystérieuse de cette poussière tournoyant principalement entre Mars et le monde jovien [2]. »

77. ***La statistique des astéroïdes.*** — Les astéroïdes actuellement recensés (1922) s'élèvent à plus d'un millier [3], mais ce nombre est destiné à s'accroître encore. Et cependant on peut être assuré que les découvertes à venir ne nous

[1] F. K. Zweck : *Astron. Nachr.*, n° 4992.
[2] Th. Moreux : *Où en est l'Astronomie*, p. 146 (Gauthier-Villars, Paris, 1920).
[3] V. *Revue du Ciel*, art. de L. Fabry, sept. 1921.

apprendront plus rien d'essentiel sur les conditions de leur existence au point de vue mécanique.

Disons tout d'abord que la *masse totale* des astéroïdes est insignifiante par rapport à celle d'une planète comme la Terre. Le Verrier avait calculé autrefois que la limite supérieure ne pouvait dépasser le quart de celle du globe terrestre; mais, plus tard, on en vint, par quelques autres considérations, à montrer qu'une telle limite devait être encore largement abaissée; la masse de l'ensemble ne doit pas atteindre celle de notre Lune[1].

Le plus grand intérêt du sujet, on le voit, se cantonne bien dans le domaine cosmogonique, et ces considérations de masse sont même de nature à consolider la parenté qui unit les astéroïdes aux noyaux cométaires.

Quant à la *distribution* des petites planètes, elle paraît plus difficile à préciser. On a coutume, dans les traités d'Astronomie, de parler de *l'anneau* des astéroïdes. Ce terme répondait assez bien autrefois à l'idée qu'on se faisait de l'ensemble, et si nous le conservons encore ce ne peut être que pour respecter la tradition. Considérez, en effet, que les orbites offrent des inclinaisons variées de 0 à 48 degrés, qu'elles forment un tel enchevêtrement que, si l'on pouvait les matérialiser sous forme de cerceaux solides, suivant l'ingénieuse idée de d'Arrest, il suffirait d'en prendre une au hasard pour enlever toutes les autres[2]. Si j'ajoute que les excentricités atteignent parfois 0,652, comme pour la petite planète **1920 H. Z.**, dépassant de beaucoup celle de la moins elliptique des comètes périodiques (Tempel I; $e = 0,402$), on comprendra mieux que le terme *anneau* est on ne peut plus mal choisi pour représenter l'ensemble des astéroïdes.

[1] C.-R. t. XXXVII, p. 797; John Hopkins : *Un. Circ.*, Janv. 1895; *Observatory*, XVIII, p. 127.

[2] D'Arrest : *Ueber das Syst. d. Kleiner Planeten Zwischen Mars und Jupiter* (1854).

Ces réserves indiquées, nous pouvons suivre les différents auteurs pour le classement des petites planètes selon leur moyenne distance au Soleil.

Notre *loi des intervalles* (n° 72), déduite de la série de Titius, indique 2,8 pour la planète absente et, en fait, c'est bien vers cette position que se trouve le groupe le plus dense (V. fig. 70); mais la distance moyenne de l'ensemble est un peu plus faible et doit être placée vers 2,65.

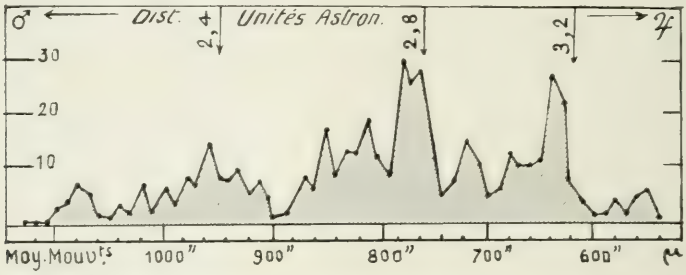


Fig. 70. — Distribution des petites planètes suivant leur distance au Soleil. Les ordonnées indiquent le nombre d'astéroïdes.

De chaque côté du maximum, voisin de 2,8, la décroissance est à peu près symétrique; c'est alors que nous rencontrons un peu plus loin, en allant vers Jupiter, un groupement assez important correspondant à la distance 3,13 : peut-être pouvons-nous voir là quelque influence de la grosse planète. La figure 70 ne donne que les parties centrales de *l'anneau;* en réalité, il existe d'autres groupes beaucoup plus éloignés sur la droite et sur la gauche.

La distance périhélie de Mars est de 1,43; or, dans le groupe Martien des astéroïdes, nous trouvons Albert et Alinda qui s'approchent à 1,18 du Soleil, puis la petite planète Eros, dont la distance périhélie n'atteint que 1,13.

C'est donc en cet endroit que commence réellement la zone des astéroïdes, bien en deçà de l'orbite de Mars par conséquent. A l'autre extrémité, nous voyons dans le groupe Troyen cinq ou six objets dont l'aphélie surpasse celui de

Jupiter. En raison de l'excentricité de son orbite, cette planète, dont la distance moyenne au Soleil est de 5,20, atteint sans doute au cours de sa lente révolution 5,45 ; mais elle est bien dépassée par les astéroïdes Achille, Hector, Patrocle et Nestor. La petite planète **1920 H. Z.**, qui n'a pas encore été baptisée et qui fait partie du même groupe, circule, au moment de son passage à l'aphélie, à la distance 9,436 du Soleil, c'est-à-dire plus près de Saturne que de Jupiter.

Vous le comprenez mieux maintenant, il faut décidément élargir l'ancienne définition des astéroïdes, dont la zone s'étend depuis 1,13 jusqu'à la distance 9,43, soit sur une couronne circulaire de 8,3 unités astronomiques de largeur. Et notez que c'est là un minimum : tous les jours la photographie fait de nouvelles conquêtes et la limite de circulation est sans doute loin d'être atteinte. Considérons enfin, avec M. Stroobant, qu'un astéroïde de 10e grandeur, sur le bord intérieur de la zone, tomberait au-dessous de la 15e, si nous le transportions au bord extérieur ; il cesserait donc d'être visible pour la plupart des instruments.

Nous pouvons donc hardiment conclure :

1° Que, si nous groupons les astéroïdes suivant leur moyenne distance au Soleil, des figures du genre de celles que nous reproduisons (fig. 70) et que nous trouvons dans différents auteurs, doivent s'écarter notablement de la réalité, les corps les plus éloignés ayant toute chance de nous échapper ;

2° Que la formation des astéroïdes, très développée entre Mars et Jupiter, n'est pas le privilège d'une zone spéciale, mais qu'elle a dû s'effectuer au cours de l'évolution nébulaire à toutes les distances. Petites planètes ou comètes sont le résidu des matériaux ayant échappé, soit à l'attraction de la masse centrale, soit à la condensation des noyaux qui ont donné naissance aux planètes proprement dites.

78. ***Véritable répartition des astéroïdes autour du Soleil.*** — Frappé depuis longtemps par les inconvénients d'un groupement factice comme celui de la figure 70, j'ai

pensé employer, pour mettre en évidence la répartition réelle des astéroïdes, une méthode qui m'avait réussi autrefois pour les comètes[1]. La figure 71, extraite du *Problème*

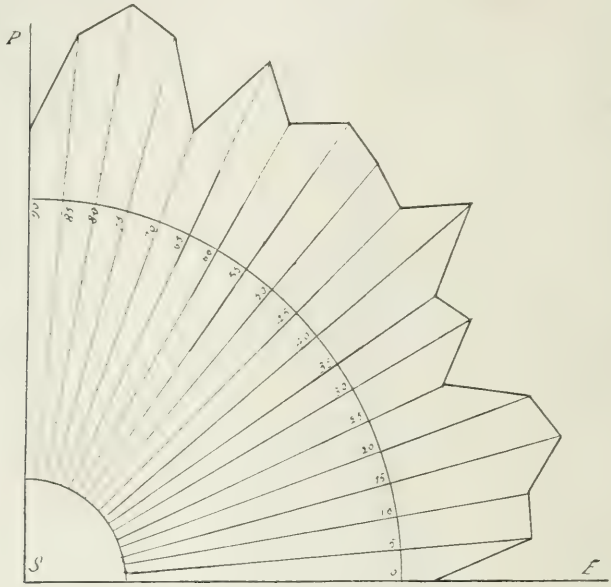


Fig. 71. — Répartition des comètes dans l'espace autour du Soleil : S E, plan de l'écliptique ; P, pôle de ce même plan.

solaire, montre la répartition des comètes suivant leurs inclinaisons sur l'écliptique ; la longueur des rayons issus du Soleil S est proportionnelle au nombre de comètes observées dans chaque plan. Il est évident que les matériaux cométaires se sont répartis tout autour de l'écliptique par nappes successives diversement inclinées.

Eh bien! c'est cette même loi qui régit la distribution des astéroïdes ; seulement, dans la figure 72, pour des raisons de clarté, les degrés d'inclinaison ont été échelonnés suivant les abscisses, tandis que les ordonnées sont proportionnelles

[1] Cf. Th. Moreux : *Le Problème Solaire*, p. 126 (Bertaux, éd. Paris, 1900).

aux nombres d'astéroïdes. Là aussi, nous retrouvons la présence de nappes diversement inclinées, avec cette différence toutefois que le phénomène, après être passé par un maximum bien net compris entre 2 et 11 degrés, cesse presque complètement dès qu'on franchit les plans voisins de 30 degrés.

Faisons mieux encore : tenons compte non seulement de l'inclinaison, mais de la distance moyenne de chaque astéroïde recensé (que nous représenterons par un point), nous

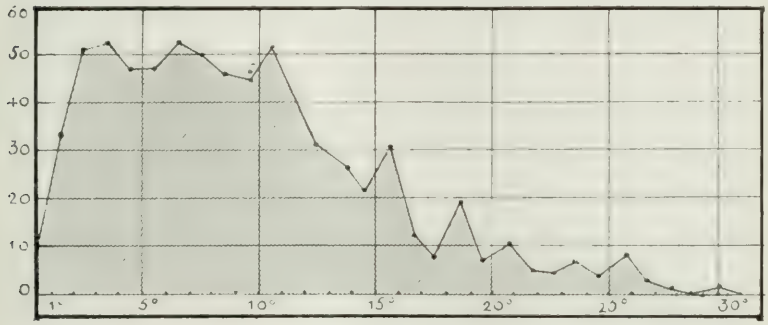


Fig. 72. — Répartition des astéroïdes suivant les inclinaisons de leurs orbites sur l'écliptique. Les ordonnées indiquent le nombre des petites planètes ; les degrés d'inclinaison sont comptés en abscisses.

obtiendrons la figure 73 qui, cette fois, nous donne une véritable idée de la répartition réelle, dans l'espace, des petites planètes actuellement connues.

En plus des six nappes principales déjà visibles sur la figure 72, nous pouvons constater un fait nouveau, celui d'agglomérations bien distinctes dans chaque nappe. Les matériaux ont donc eu, dès l'abord, une tendance à se grouper, non seulement suivant des plans diversement inclinés, mais encore selon des distances moyennes, privilégiées pour ainsi dire. Il est probable qu'au début, des noyaux secondaires d'attraction se sont formés çà et là dans des plans différents ; ces noyaux ont commencé par grouper

un grand nombre de météores épars, puis, sous l'influence de masses plus importantes, tels le Soleil, Jupiter, Mars et la Terre, les perturbations ont agi d'une façon incessante pour détruire les agglomérations primitives et les disperser en de longues théories sur des orbites presque identiques.

Il est impossible d'ailleurs d'expliquer autrement la similitude d'éléments fort nombreux que présentent des quantités de petites planètes. Tantôt les orbites ne diffèrent que par l'orientation du grand axe, comme dans l'exemple classique de **37** Fides et de **66** Maia, ou même de **97** Clotho et **3** Junon, qui ont des éléments voisins; tantôt nous rencontrons des orbites homothétiques, comme pour **210** Isabelle et **271** Lucretia, ou mieux, des orbites égales et de même inclinaison, mais diversement orientées, telles **263** Dresda et **277** Elvire. Nombreuses aussi sont les planètes qui se suivent sur des trajectoires s'écartant peu l'une de l'autre, comme **251** Sophie et **318** Magdalena.

Nous retrouvons donc là, sous une forme nouvelle, quelque chose d'analogue aux noyaux cométaires primitifs qui, peu à peu, ont fini par se désagréger pour donner naissance aussi bien aux *groupes* de comètes qu'aux essaims d'étoiles filantes.

Non seulement la figure 73 fait parfaitement comprendre la dissemblance qui existe entre un anneau ou un tore et l'ensemble des trajectoires des astéroïdes, mais elle laisse entrevoir la parenté de ces mondicules avec les comètes. A l'instar de ces dernières, les petites planètes ne dédaignent, en effet, ni les fortes inclinaisons, ni les orbites largement excentrées.

79. ***Inclinaison et excentricité des orbites des astéroïdes.*** — A la seule inspection des figures précédentes, on voit que les orbites offrent des inclinaisons fort variées; celles comprises entre 2 et 11 degrés sont les plus nombreuses et la moyenne reste voisine de 8 degrés, un peu supérieure à celle de l'orbite de Mercure et de l'équateur solaire. Mais à mesure que nous explorons systématique-

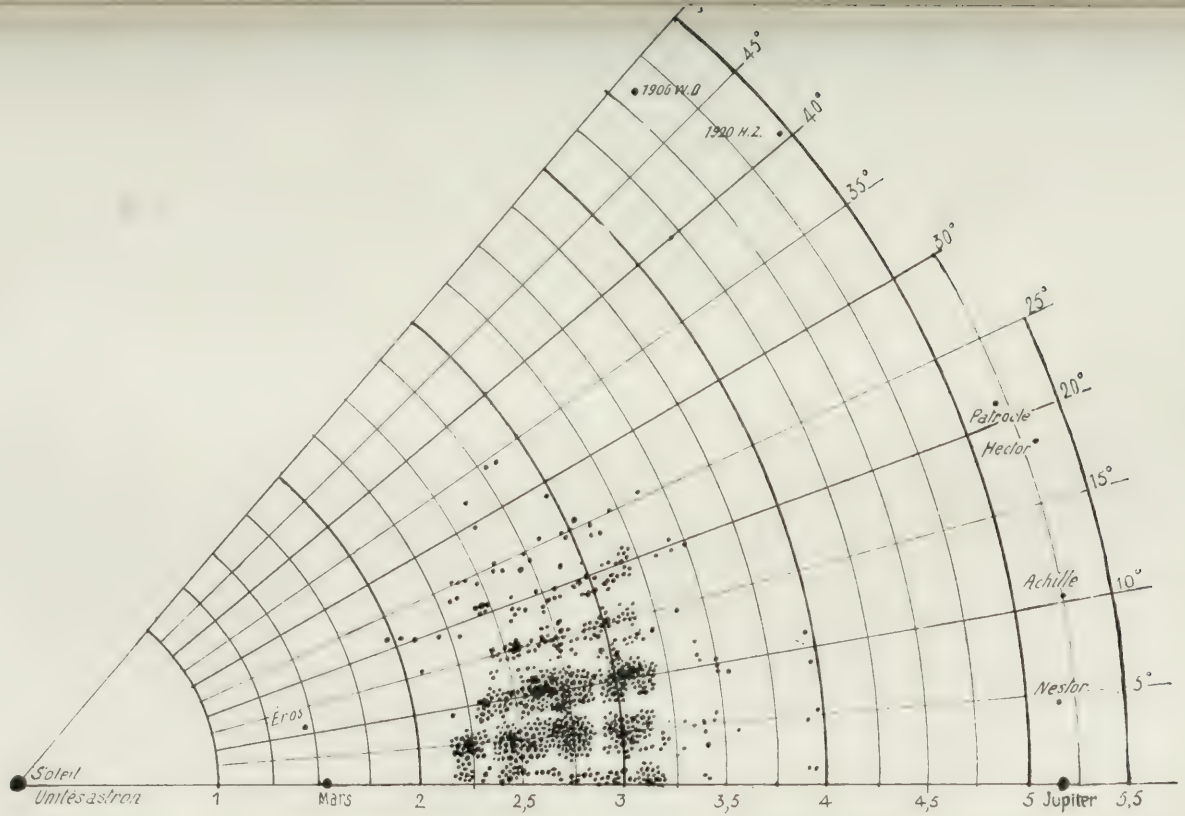


Fig. 73. — Répartition des petites planètes suivant leurs distances au Soleil et les inclinaisons de leurs orbites.

ment des régions plus éloignées de l'écliptique, le nombre des orbites à fortes inclinaisons s'accroît d'année en année.

Une cinquantaine d'entre elles dépassent 20 degrés, une vingtaine 25, et six manifestent des inclinaisons supérieures à 30 degrés, se rapprochant ainsi des comètes.

Nous donnons ici quelques éléments de ces six astéroïdes; la période est évaluée en jours.

ASTÉROÏDES A INCLINAISON SUPÉRIEURE A 30 DEGRÉS

NOMS	DISTANCE MOYENNE	INCLINAISON	PÉRIODES	EXCENTRICITÉ
594 Mireille. . . .	2,627	32°42′	1550j	0,351
1921 J. B. Barcelona	2,640	32 42	1565	0,163
2 Pallas.	2,770	34 42	1684	0,239
531 Zerlina. . . .	2,783	34 33	1713	0,189
1920 H. Z.	5,704	43 4	4982	0,652
1906 W. D.	4,566	48 6	3348	(incertaine)

Les deux dernières surtout sont vraiment intéressantes, avec leurs inclinaisons dépassant 40 degrés. **1920 H. Z.** n'a pas encore été numérotée, parce que sa découverte est récente; mais l'orbite elliptique a été calculée avec précision. Quant à **1906 W. D.**, le nombre 48°6′ est un peu incertain, le calcul n'ayant encore porté que sur une orbite circulaire.

Remarque importante et de nature à corroborer nos idées sur la parenté des astéroïdes avec les comètes : dans nos statistiques de petites planètes, les orbites très inclinées sont aussi généralement très excentriques; l'inverse n'a pas lieu, une grande excentricité ne paraissant pas entraîner nécessairement une grande inclinaison.

Le Tableau suivant donne quelques éléments des astéroïdes, au nombre de 14 actuellement, dont l'excentricité dépasse 0,342[1].

ASTÉROÏDES DONT L'EXCENTRICITÉ DÉPASSE 0,342

NOMS	EXCENTRICITÉ	INCLINAISON	DISTANCE MOY.
413 Edburga	0,343	18°52′	2,579
1911 **M. F**[d].	0,344	12 17	2,839
747 1913 Q. Z. . . .	0,345	18 7	2,992
164 Eva	0,347	24 22	2,635
182 Istria.	0,349	26 26	2,792
594 Mireille.	0,351	32 42	2,627
525 Adélaïde	0,371	3 15	2,340
898 (1918 E. A.). . .	0,372	10 17	2,729
475 Ocelo	0,384	18 39	2,595
699 Hela	0,412	15 13	2,612
1908 **D. W.**	0,457	6 17	2,658
887 Alinda	0,533	8 58	2,533
719 Albert	0,540	10 50	2,585
1920 **H. Z.**	0,652	43 4	5,704

Nous verrons bientôt que, même parmi les 19 comètes périodiques formant ce que l'on est convenu d'appeler les comètes de *la famille de Jupiter*, 8 de ces astres, presque la moitié, possèdent des orbites moins excentrées que la dernière petite planète du Tableau précédent; et, certes, l'avenir nous réserve bien d'autres découvertes du même genre.

L'excentricité, comme on l'avait cru jadis, n'est pas le privilège des astéroïdes limitant les bords de la région fort étendue où circulent ces petits corps, et il sera utile, pour le mieux constater, d'avoir sous les yeux les éléments des sentinelles avancées de notre côté : Eros, Albert et Alinda, qui forment le groupe Martien, ainsi que ceux des astéroïdes s'éloignant au delà de la région parcourue par Jupiter

[1] C'est-à-dire pour laquelle φ dépasse 20° ($e = \sin \varphi$).

et qui constituent le groupe Troyen. Nous avons ajouté aux deux Tableaux les éléments de Mars et de Jupiter ; la période de révolution est donnée en jours.

GROUPE MARTIEN DES ASTÉROÏDES

NOMS	DISTANCE			PÉRIODE	EXCENTRICITÉ
	PÉRIHÉLIE	MOYENNE	APHÉLIE		
433 Eros	1,13	1,458	1,78	643j	0,223
887 Alinda . . .	1,18	2,533	2,88	1518	0,533
719 Albert . . .	1,18	2,585	3,77	1472	0,540
Mars. . . .	1,38	1,524	1,66	686	0,093

GROUPE TROYEN DES ASTÉROÏDES

NOM	DISTANCE			PÉRIODE	EXCENTRICITÉ	INCLINAISON
	APHÉLIE	MOYENNE	PÉRIHÉLIE			
Jupiter	5,454	5,202	4,950	4330j	0,048	1°18′
624 Hector	5,473	5,278	5,083	4229	0,037	18 7
588 Achille	5,999	5,253	4,517	4398	0,142	10 17
617 Patrocle	5,925	5,184	4,443	4312	0,143	22 3
659 Nestor	5,787	5,182	4,607	4309	0,111	4 31
H. Z. 1920	9,436	5,704	1,972	4982	0,652	43 4
W. D. 1906	»	4,566	»	3448	(incertaine	48 6

80. ***L'hypothèse de la planète morcelée.*** — La première hypothèse sur l'origine des astéroïdes est due à Olbers et date du commencement du XIXe siècle[1]. Voici les circonstances qui la motivèrent : Dès que Piazzi eut

[1] Olbers : *Berliner Jahrbuch* 1805.

découvert Cérès, le 1er janvier 1801, les calculs montrèrent que l'astre nouveau avec sa distance moyenne 2,77, venait combler le vide entrevu jadis par Képler et que donnait la loi de Bode (2,8); néanmoins la déception fut grande dans le monde astronomique : Cérès, avec ses 785 kilomètres de diamètre, faisait bien modeste figure à côté des autres planètes[1].

Peu après cependant, Olbers (1802) aperçoit Pallas; le nouvel arrivant, encore plus petit que Cérès, vient se placer à la même distance moyenne. Les deux corps, il est vrai, tournent bien sur des orbites diversement inclinées, ce qui semble exclure *a priori* une commune origine, mais Gauss parvient à montrer qu'avec le temps « Cérès et Pallas peuvent arriver à passer assez près l'une de l'autre en des points situés sur la ligne A B d'intersection des plans des orbites. Olbers est ainsi amené à penser que ces deux petits corps peuvent être des fragments d'une planète plus grosse brisée par une commotion interne ».

« S'il en est ainsi, il doit exister vraisemblablement d'autres fragments dont les orbites passeront toutes par la droite AB, de sorte qu'en surveillant les deux points A et B où cette droite perce la sphère céleste, on aura des chances d'y voir repasser les morceaux de la planète primitive. C'est là l'hypothèse célèbre d'Olbers; Harding trouve en effet Junon en 1804, dans le voisinage du point A, et Olbers découvre lui-même Vesta en 1807, près du point B. »[2]

Les années suivantes, les découvertes se multiplient, surtout à partir de 1845, si bien qu'en 1891, trois cents astéroïdes sont inscrits déjà sur nos catalogues.

Mais si l'hypothèse d'Olbers est exacte, tous ces corps, d'après les lois de la Mécanique céleste, doivent satisfaire à la condition imposée, c'est-à-dire que leurs trajectoires doivent avoir en gros une intersection commune; or on s'aperçut vite qu'il était loin d'en être ainsi.

[1] A l'époque, Cérès fut jugée beaucoup plus petite.
[2] Tisserand : *Ann. Bur. des Long.*, 1891, B. 4.

On pouvait objecter que cette condition géométrique avait pu être remplie à une certaine époque, mais qu'elle avait été altérée depuis par les perturbations provenant notamment de Jupiter et de Saturne. La question valait la peine d'être traitée d'une façon précise et c'est ce que fit Newcomb.

Les résultats donnèrent une réponse négative ; maintenant le calcul a prononcé ; la condition dont nous avons parlé n'a jamais été remplie ; l'hypothèse d'Olbers doit être abandonnée.

81. ***Le problème des lacunes.*** — On a souvent comparé l'ensemble des astéroïdes à l'anneau de Saturne. Des deux côtés, il y a des condensations bien marquées et des vides nombreux. La comparaison ne peut guère se soutenir lorsqu'on envisage la répartition des petites planètes dans l'espace et qu'on fait intervenir notamment les inclinaisons parfois très grandes de leurs orbites. Toutefois, même dans cette dernière occurrence qui correspond à la réalité, on ne peut se défendre de rencontrer çà et là de véritables lacunes à côté d'importants groupements. Kirkwood est le premier qui ait essayé de donner une raison plausible de l'existence de ces vides relatifs[1] : Ceux-ci, pensait-il, seraient causés par les perturbations de Jupiter ; ils se manifesteraient plus particulièrement à des distances telles que des masses y circulant posséderaient des durées de révolution dont les périodes seraient exactement commensurables avec celle de la grosse planète, comme 1/2, 2/5, 3/5, 2/3, par exemple. C'est ainsi que nous constatons une raréfaction d'astéroïdes là où l'un d'entre eux, je suppose, ferait 5 révolutions pendant que Jupiter en accomplit 2. Bien que des travaux fort nombreux aient été provoqués par l'étude de cette « règle de commensurabilité », travaux qui ne l'ont pas infirmée d'ailleurs, le sujet reste entouré d'obscurité et de mystère sur quantités de points.

On s'est d'abord demandé, étant donné un anneau d'asté-

[1] Cf. *Smiths. Rep.* 1876, p. 358 ; 1888, p. 42.

roïdes, si les perturbations provoquées par les masses du Soleil et des planètes, notamment par Jupiter, n'arriveraient pas fatalement à transformer les orbites de tous ces petits corps, en agissant, soit sur leurs inclinaisons, soit sur leurs excentricités. Ces perturbations, en créant des régions d'*instabilité* à certaines distances, fourniraient ainsi la raison des lacunes observées.

Retracer l'histoire de ces tentatives dépasserait notablement les limites que nous nous sommes imposées et nous détournerait de notre sujet ; nous nous contenterons de résumer les conclusions auxquelles sont arrivés les plus sérieux mathématiciens.

Le Verrier a démontré que si l'on plaçait une petite masse à la distance 2 du Soleil (le double de notre distance à l'astre central), sur une orbite d'abord peu inclinée, cette masse, sous l'influence de Jupiter, sortirait vite de sa trajectoire primitive et arriverait à décrire une orbite à forte inclinaison. Malheureusement, la théorie paraît ici bien stérile ; voyez la figure 73, trois ou quatre astéroïdes seulement à la distance 2 ; les groupes importants sont beaucoup plus loin.

Tisserand reprit les travaux de Le Verrier vers 1885[1] et ses conclusions furent encore plus précises : A la distance 2, l'inclinaison peut atteindre 25 degrés ; sortis de la zone étroite qui va de 1,98 à 2,08, nous trouvons une inclinaison maximum de 7 degrés. Cette dernière valeur correspond bien à la moyenne des inclinaisons des petites planètes ; mais alors elle ne rend pas du tout compte de ce fait qu'un grand nombre d'entre elles circulent sur des plans beaucoup plus inclinés.

Sans vouloir nier l'influence de Jupiter sur une augmentation possible de l'inclinaison des orbites des astéroïdes, il faut avouer que nous serons contraints de chercher ailleurs la raison des particularités mise en évidence par l'observation.

[1] C.-R. 1885, 1887 et *passim*. Cf. *Bull. Astr.* 1893-1900. V. aussi Kirkwood dans *The Sidereal Messenger*, 1889.

Les mêmes remarques s'imposent au point de vue de l'excentricité. Suivant Tisserand, qui avait encore abordé ce problème, il y a une région d'instabilité, en ce qui concerne les excentricités, à la distance 1,83, c'est-à-dire un peu plus loin que la région fréquentée par Mars à son aphélie, mais bien en deçà du gros des astéroïdes.

« Il faut donc conclure, dit Tisserand, que les perturbations causées par Jupiter et Saturne sont insuffisantes pour expliquer les valeurs considérables des excentricités et des inclinaisons de bon nombre d'asteroïdes; ces valeurs n'ont jamais été très petites et par conséquent les conditions dans lesquelles s'est trouvée la nébuleuse de Laplace n'étaient pas les mêmes au moment de la formation des anciennes planètes et des astéroïdes. Il y a donc là une question très intéressante au point de vue cosmogonique [1]. »

Tous ces résultats n'étaient cependant que travaux d'approche pour attaquer le fameux problème de la « règle de commensurabilité » lancée par Kirkwood; mais la citadelle paraît fort bien gardée. Aussi, malgré les recherches de Gauss, de Newcomb, de Gylden et de Tisserand, le sujet est loin d'être épuisé ou élucidé. De l'ensemble, il se dégage toutefois quelques conclusions qui nous semblent d'ores et déjà acquises.

L'action de Jupiter sur les petites planètes ne saurait être niée; pour un astéroïde circulant à la distance 4,2, soit à *une* unité astronomique de Jupiter, l'attraction de ce dernier atteint plus de la 1/50e partie de celle du Soleil. Cette influence, quoique beaucoup moindre en approchant de la distance moyenne (2,8), reste encore une cause systématique de groupements; mais il ne faudrait pas en conclure que les groupes actuels sont dus à cette particularité. Ainsi que l'a montré Newcomb, si Jupiter peut amener des oscillations dans les positions des petites planètes, néanmoins l'équilibre tend sans cesse à se rétablir.

Gylden et Tisserand sont arrivés à des conclusions iden-

[1] Tisserand : *Ann. j. cit.*, 1891, B. 10.

tiques : « Il est donc invraisemblable, dit ce dernier, que si les lacunes n'avaient pas existé *dès l'origine*, les perturbations ultérieures de Jupiter n'auraient pas suffi à les produire : elles existaient sans doute déjà immédiatement après la formation des astéroïdes ; raison de plus pour que la question présente un intérêt de premier ordre au point de vue cosmogonique [1]. »

Il est juste d'ajouter, en terminant, que le problème des lacunes, agité pendant des années par les plus célèbres mathématiciens, est loin de se poser à l'heure actuelle avec la même acuité qu'au temps de Kirkwood. A cette époque (1866), une centaine seulement d'astéroïdes avaient été recensés ; maintenant que nous en connaissons plus de mille, les vides, apparents autrefois, tendent de plus en plus à se combler et la fameuse « règle de commensurabilité » n'aura guère désormais qu'un intérêt rétrospectif.

[1] Tisserand : *Op. j. cit.*, B. 15.

CHAPITRE VI

LE MONDE COMÉTAIRE

82. ***Les statistiques cométaires.*** — Nos catalogues ne contiennent guère plus d'un millier de comètes, dont la moitié a été enregistrée depuis l'invention des lunettes astronomiques; mais l'accroissement du nombre de ces astres en ces dernières années, augmentation due tout entière à nos moyens plus perfectionnés de prospection, nous autorise à nourrir l'espoir d'observer entre trois et quatre mille comètes en deux mille ans. Ce n'est là d'ailleurs qu'un faible minimum : nous n'apercevons en effet que les astres dont les périhélies ont des distances assez petites pour les amener dans notre sphère de vision; si l'on tient compte des autres, au cas d'une répartition uniforme, on arrive, pour les comètes pouvant circuler dans l'intérieur de l'orbite de Neptune, au chiffre de 44 millions; ce nombre atteindrait plus de 200 millions en faisant état de tous les astres compris dans la sphère d'attraction du Soleil.

Ces chiffres n'ont, au reste, aucune prétention à représenter la réalité; ils supposent en effet une répartition à peu près homogène; le fait, pour vraisemblable qu'il soit, est loin d'être acquis.

Nous sommes un peu mieux documentés sur la *nature* des orbites cométaires qui, au siècle dernier, constituait encore un problème hérissé de difficultés.

83. ***Les comètes membres permanents du Système solaire.*** — A la suite de Laplace, les astronomes pensaient autrefois que les comètes provenaient de systèmes étrangers au nôtre, qu'elles pénétraient chez nous par accident et que l'attraction du Soleil, jointe à celle de quelque masse planétaire, pouvait les annexer à notre domaine. D'après cette théorie, que développent encore certaines *Astronomies* dites populaires, l'essence des comètes serait d'être étrangères à notre propre système ; venues de régions lointaines, elles se précipiteraient sur le Soleil avec de telles vitesses, qu'elles décriraient des hyperboles ou des paraboles ; leur passage dans nos régions serait donc purement momentané ; après avoir contourné l'astre du jour, elles reprendraient le chemin de l'*infini* (!). Cependant certaines d'entre elles, eu égard à différentes circonstances (sens du mouvement, faibles inclinaisons des orbites sur l'écliptique, etc.), pourraient se laisser capturer, grâce à l'appoint des attractions planétaires ; d'hyperboliques autrefois, leurs orbites seraient devenues elliptiques, et c'est ainsi que les comètes dites *périodiques* seraient arrivées à partager notre destinée céleste.

Nombreux sont les savants qui, pénétrés de cette idée, n'ont pas hésité à nous faire part de leurs découvertes archéologico-sidérales. C'est d'abord Le Verrier, qui, dans un mémoire fameux, rattache l'origine de l'essaim des Léonides (étoiles filantes de Novembre) à l'existence d'une comète qu'aurait annexée Uranus en l'an 126 de notre ère (fig. 74). « L'essaim très nouveau dans le système planétaire, écrit-il, n'a pu être introduit et jeté dans son orbite actuelle que par une cause perturbatrice énergique, ainsi que cela a eu lieu pour les comètes périodiques...[1]. »

Et toute la note continue sur ce ton d'assurance sereine et candide ! Il est vrai qu'on était à l'époque où l'on croyait fermement que la Science devait résoudre tous les problèmes et nous donner la clef de toutes les énigmes de l'Univers !

C'est par un raisonnement analogue que Kirkwood arri-

[1] V. C.-R. n° du 21 Janv. 1867.

vait à conclure que Neptune aurait rattaché la comète de 1812 à notre système, en même temps probablement que celle de 1846 IV, l'an 696 avant J.-C. Une deuxième détermination lui fit adopter peu après l'année 991. A trois siècles près, ne discutons pas!

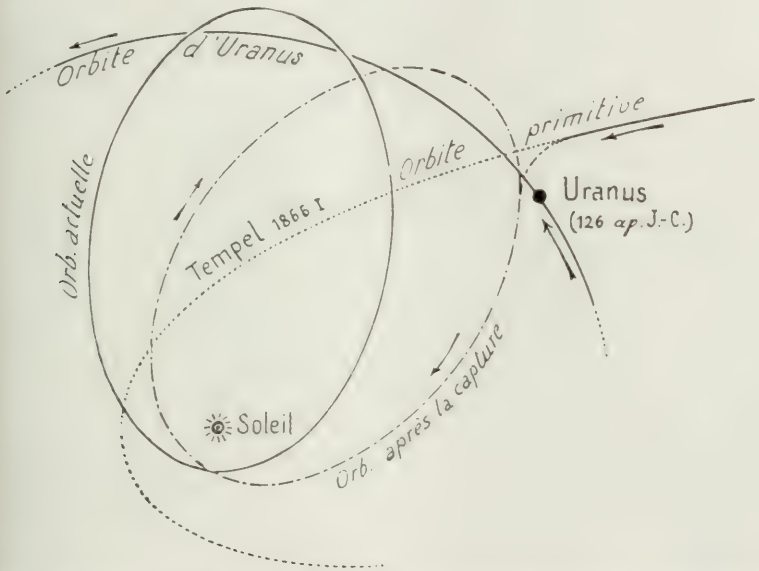


Fig. 74 illustrant la théorie de Le Verrier, au sujet de la prétendue capture, par Uranus, de la comète Tempel (1866 I), qui a fourni l'essaim actuel des Léonides.

Par des séries de calculs et d'hypothèses qui ne sont au fond que jeux de mathématiciens habiles, M. Forbes, au cours de ses recherches sur les planètes transneptuniennes et dont on a fort exagéré la valeur[1], trouva de son côté que l'orbite de la même comète de 1812 était devenue elliptique en 1635 par l'action de Neptune[2].

[1] Nous reviendrons plus loin sur ce sujet, à l'occasion de la formation des systèmes planétaires.

[2] V. sur ces hypothèses *Ann. du Bur. des Long.* 1887, pp. 228 et suiv.

Heureusement que des travaux plus sérieux ont permis, ces dernières années, de pénétrer plus à fond le mécanisme de la marche des comètes. J'ai déjà exposé les conclusions de l'Astronomie moderne à ce sujet dans un autre ouvrage auquel je renvoie mon lecteur ; néanmoins, on me permettra de reproduire ici presque textuellement ce que j'écrivais en 1919[1] à ce propos : « Depuis que nous sommes assurés que le Soleil est animé d'un mouvement propre d'une vingtaine de kilomètres à la seconde, nous pouvons mieux discuter le problème des comètes et c'est ce que n'ont pas manqué de faire des astronomes tels que MM. L. Fabry, Stromgren, Fayet, etc. En admettant que des corps étrangers pénètrent dans la sphère d'attraction de notre Soleil, par le fait que nous nous déplaçons, leur mouvement relatif, même en leur supposant une faible vitesse propre, devient encore trop grand et le calcul indique que dans ce cas toutes les comètes devraient décrire des hyperboles, ce qui ne répond pas du tout à la réalité. »

Nous sommes d'ailleurs arrivés à des conclusions identiques lorsque nous avons examiné la question de la capture pour nos météores du nuage cosmique traversé par le Soleil : la masse de ce dernier, en les attirant, a infléchi leurs trajectoires et a transformé celles-ci en hyperboles.

Il en serait de même si, à l'heure actuelle, des comètes étrangères à notre système pénétraient dans notre sphère d'action : leurs orbites devraient être également hyperboliques. Or nous constatons que tel n'est pas le cas ; en dehors des comètes nettement périodiques, il y a plutôt tendance à la parabole. Pourquoi ? Parce que, dans la région où nous pouvons les observer, les arcs des différentes coniques diffèrent infiniment peu les uns des autres (fig. 75) et que les pointés sur les objets généralement nébuleux que sont les comètes conduisent difficilement à des données d'une haute précision.

On a donc été amené à conclure avec raison que les

[1] Th. Moreux : *Où en est l'Astronomie* (V. chap. xi).

comètes à très longue période, donc à orbites elliptiques très allongées, devaient présenter de si grandes excentricités qu'il n'était pas étonnant que leurs trajectoires se confondissent pratiquement avec la parabole[1]. Cette dernière

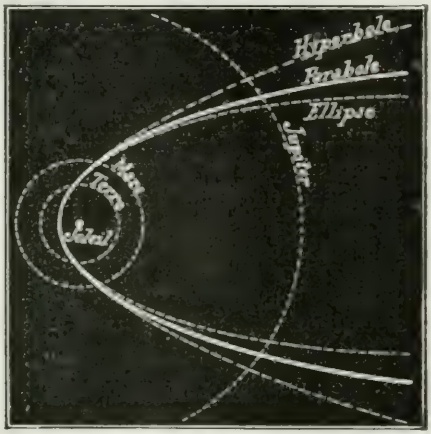


Fig. 75 destinée à montrer que les arcs des différentes coniques peuvent être facilement confondus entre eux, lors du passage d'une comète à son périhélie.

courbe est vraiment la limite vers laquelle tendent ces trajectoires. Mais alors on n'explique pas pourquoi certaines comètes, en petit nombre il est vrai, ont des vitesses hyperboliques; celles-là, tout au moins, ne feraient-elles pas exception?

Le problème a été étudié à fond ces dernières années par M. Louis Fabry, de l'Observatoire de Marseille, et ses conclusions, encore peu connues, sont cependant dignes d'être retenues par ceux qu'intéresse le sujet. Dans un Mémoire couronné par l'Académie, le savant astronome discute le cas

[1] Rappelons que, dans l'ellipse, on a toujours une valeur de l'excentricité plus petite que l'unité $e < 1$, tandis que dans la parabole $e = 1$ exactement, et l'on a $e > 1$ dans l'hyperbole.

des dix comètes les plus fortement hyperboliques et il montre que leurs orbites primitives ne présentaient aucun caractère de ce genre[1].

« Si les orbites que ces comètes décrivent autour du Soleil, écrit-il, sont, dans le voisinage du périhélie, légèrement hyperboliques, cela tient uniquement aux perturbations provoquées par les planètes.

« Les planètes, Jupiter et Saturne principalement, augmentent légèrement par leur attraction la vitesse de ces comètes ; de sorte que, lorsqu'elles arrivent près du périhélie, cette vitesse dépasse un peu la vitesse parabolique qui correspondrait à la masse du Soleil considérée comme seule masse attirante[2]. »

L'orbite, dans la partie que nous voyons, devient donc un arc d'hyperbole, alors qu'aux environs de l'aphélie et loin du Soleil, elle consistait en une ellipse très allongée et tout à fait proche de la parabole.

L'étude de la même question reprise plus tard par M. Fayet et par Stromgren a conduit, quoique par des méthodes différentes, à des résultats identiques.

« Si l'on suit pendant un temps suffisant les différentes comètes en allant vers l'extérieur, on constate qu'il ne reste pas une seule hyperbole. Les orbites cométaires qui se sont montrées hyperboliques dans la partie intérieure du système solaire ont acquis cette forme hyperbolique du fait des perturbations que leur ont fait subir les planètes[3]. »

A ces conclusions très nettes, on a voulu opposer un fait assez caractéristique au premier abord. La preuve que les comètes, disait-on, nous viennent de systèmes étrangers aux nôtres, c'est que les emplacements de leurs périhélies ont une tendance à se grouper dans le sens de la direction du

[1] L. Fabry : *Étude sur la probabilité des comètes hyperboliques et l'origine des comètes*, Paris, 1893.

[2] *Notice sur les Travaux scientif. de M. L. Fabry*, p. 29. Gauthier-Villars, Paris.

[3] Stromgren : *Bull. Soc. astr. de Fr.*, Oct. 1919 ; p. 425. V. aussi *Scientia*, Août 1918.

mouvement propre du Soleil; autrement dit, les comètes nous viendraient surtout de la région du ciel où les chances de rencontre sont plus multipliées.

Eh bien! c'est là une pure illusion, ou plutôt un raisonnement incomplet. M. Fabry a montré que la véritable explication du fait doit être recherchée, non dans la direction du mouvement du Soleil, qui d'ailleurs ne produirait pas du tout ce résultat, mais dans la situation respective de l'écliptique et de l'horizon de nos observatoires aux diverses époques de l'année[1]. Il y a mieux, la statistique des divers éléments des comètes ne fournit aucune trace du mouvement propre de notre système, et il faut en *conclure que ces astres en sont des membres permanents.*

« Ce résultat, dit Stromgren, est probablement accepté aujourd'hui par tous les astronomes au courant de la question. Mais, chose étonnante,... il est singulier que les orbites de centaines de comètes aient été calculées sans que ceux qui ont fait ces calculs aient songé à rechercher l'effet des perturbations sur les orbites cométaires primitives, alors qu'il y avait deux siècles que l'on connaissait l'influence des perturbations sur les orbites des planètes[2]. »

84. ***Les types de transition : comètes à courte période et astéroïdes.*** — La distinction entre comètes périodiques et non périodiques n'est donc plus fondée; tout au plus pourrait-on distinguer entre les comètes dont nous ne connaissons qu'une apparition et celles dont nous avons constaté le retour : comètes à courte ou à longue période.

Ces dernières ont d'ailleurs des grands axes de toutes dimensions et des excentricités qui s'étagent depuis celles des petites planètes jusqu'à des nombres très voisins de l'unité, ce qui les rapproche des paraboles. Enfin, si j'ajoute

[1] L. Fabry : *op. j. cit.; Notice*, etc., p. 26. — Holetschek, de son côté, a démontré depuis longtemps qu'une multitude de particularités dans les mouvements cométaires, et qui tendraient à prouver que les comètes nous viennent du dehors, ne sont qu'apparentes.

[2] *Art. j. cit.*, p. 426.

que les comètes ont des inclinaisons quelconques, atteignant même 90 degrés sur l'écliptique, on comprendra mieux qu'en somme, au point de vue mécanique, il n'existe pas de véritable hiatus entre les planètes et les comètes.

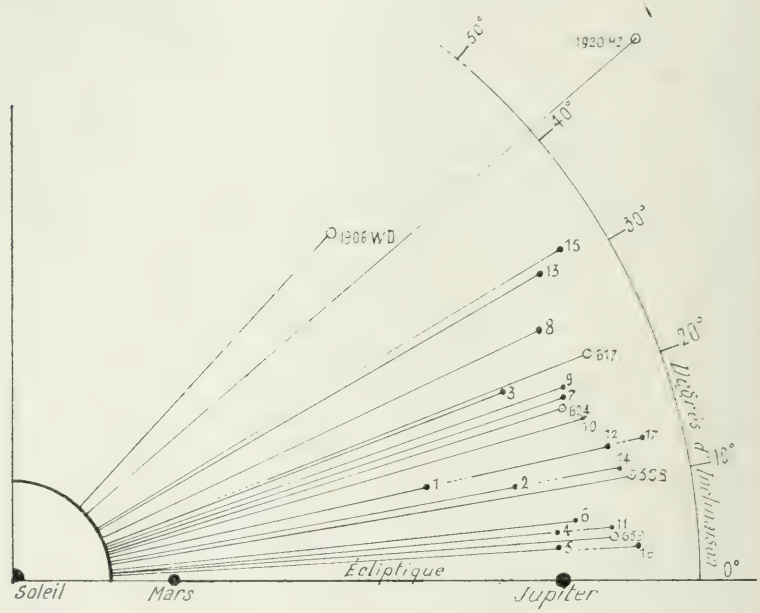


Fig. 76. — Aphélies et inclinaisons des comètes à courte période, dites de la famille de Jupiter, et de quelques astéroïdes. Les comètes sont représentées par des points et les numéros qui les accompagnent sont ceux du Tableau de la page 206.

Des premières, à révolution directe presque circulaire et à faible inclinaison, nous passons aux secondes par l'intermédiaire des petites planètes. N'avons-nous pas vu, en effet, plusieurs astéroïdes nous présenter une véritable excentricité cométaire (n° 79), tandis que deux nouveaux venus nous ont offert des orbites inclinées entre 40 et 50 degrés sur le plan du maximum des aires.

Ainsi, par d'insensibles gradations, nous passons du monde planétaire à celui des comètes (fig. 76).

EXCENTRICITÉS COMPRISES ENTRE 0 ET 1

NOMS	EXCENTRICITÉ	INCLINAISON
Vénus	0,007	+ 3°23′
Terre	0,017	+ 0 0
Mars	0,093	+ 1 51
Astrée (5)	0,186	+ 5 19
Mercure	0,205	+ 7 0
Junon (3)	0,258	+ 13 1
Atalante (36)	0,302	+ 18 42
Polymnie (33)	0,335	+ 1 55
Istria (183)	0,349	+ 26 26
Adélaïde (525)	0,371	+ 3 15
Occlo (475)	0,384	+ 18 39
⊕* Tempel I	0,402	+ 10 47
Hela (699)	0,412	+ 15 13
⊕* Holmes	0,412	+ 20 49
1908 D. W.	0,457	+ 6 17
⊕* Brooks (1889 V)	0,469	+ 6 3
⊕* Koppf	0,514	+ 8 41
Alinda (887)	0,533	+ 8 58
Albert (719)	0,540	+ 10 50
⊕* Wolf	0,558	+ 25 16
⊕* Faye	0,566	+ 10 35
⊕* Borelly	0,614	+ 30 26
⊕* D'Arrest	0,637	+ 15 47
1920 H. Z.	0,652	+ 43 4
⊕* Pons-Winnecke	0,701	+ 18 17
⊕* Biéla	0,752	+ 12 22
⊕* Brorsen	0,810	+ 29 24
⊕* Encke	0,847	+ 12 35
⊕* Westphall (1852 IV)	0,919	+ 40 55
⊕* Pons-Brooks	0,954	+ 74 2
⊕* Tebbutt (1861 II)	0,985	+ 85 26
⊕* Pons (1827 III)	0,999	— 54 5

Dans ce Tableau, les noms des planètes sont en caractères gras.

Le Tableau précédent, qui n'a jamais été publié parce qu'il contient des nombres obtenus récemment, montre qu'au double point de vue inclinaison et excentricité, les petites planètes forment avec certaines comètes à courte période le type de transition entre le monde planétaire et les comètes dont les aphélies sont tellement éloignés que plusieurs générations d'astronomes auront le temps de s'éteindre avant le retour de ces éternelles vagabondes.

85. ***Sens de révolution des comètes et distribution par rapport à l'écliptique.*** — Les comètes, et c'est une de leurs caractéristiques, semblent aussi bien se mouvoir dans le sens rétrograde que dans le sens direct[1]. Toutefois, là encore, la transition est ménagée : il est plutôt rare de rencontrer parmi les comètes à courte période des types rétrogrades ; ces derniers sont presque toujours associés à de fortes inclinaisons.

Sur 50 comètes périodiques dont le retour a été sûrement observé et dont les aphélies s'étagent entre 4 et 210 unités astronomiques, c'est-à-dire du voisinage de Jupiter à 7 fois environ la distance du Soleil à Neptune, nous ne comptons que 8 comètes rétrogrades.

Sur 81 comètes ayant leurs aphélies distribués entre 4 et 800 unités astronomiques, 25 seulement sont rétrogrades ; mais la proportion semble augmenter ensuite et finalement nous constatons plutôt une légère prépondérance du mouvement rétrograde pour les excentricités voisines de l'unité et dont les orbites se rapprochent de la parabole.

L'augmentation de la circulation directe, à mesure que

[1] Dans les publications astronomiques, on a l'habitude actuellement de compter les inclinaisons sur le plan de référence (écliptique, orbite planétaire, etc.) de 0 à 180 degrés ; un angle compris entre 0 et 90 degrés indique une circulation de *sens direct ;* de 90 à 180 degrés la circulation est *rétrograde.* Nous avons préféré donner la vraie valeur de l'angle par rapport au plan pour éviter au lecteur une soustraction d'angle : la lettre D (direct) ou R (rétrograde) a été employée pour les Tableaux ; dans les dessins les angles comptés au-dessous de l'écliptique indiquent que la circulation est rétrograde.

nous approchons du plan du maximum des aires, était inexplicable dans l'hypothèse d'une *origine étrangère* pour les comètes; si la théorie de la capture était fondée, les comètes annexées tourneraient en effet aussi bien en un sens que dans l'autre; nos acquisitions ne se borneraient pas davantage aux astres à grande excentricité, et nous verrions également surgir des comètes à courte période, circulant dans le sens rétrograde. Ainsi croulent de toutes parts les cosmogonies calquées sur les idées de Laplace; fissures et lézardes s'entr'ouvrent et se multiplient à tel point que, depuis longtemps, au lieu de réparer les diverses parties de l'édifice, les locataires à bail illimité eussent eu meilleur compte à déblayer le terrain, jeter bas le monument et bâtir à nouveaux frais.

Toute hypothèse cosmogonique doit savoir profiter des résultats acquis; elle doit aussi bien fournir une explication des particularités constatées dans le monde cométaire que dans celui plus restreint des grosses planètes. Or, ce que nous venons de voir montre à l'évidence que les comètes, loin de résulter de captures successives provoquées par leur irruption dans notre système et l'attraction de ses masses importantes, font partie du domaine solaire au même titre que les planètes et qu'enfin leur formation, comme leur évolution, remonte à la naissance même de notre nébuleuse.

Quant à la distribution des plans cométaires représentés par les grands axes des orbites, la figure 71 nous l'a déjà montrée. Très rares dans les plans voisins de l'écliptique, où elles n'auraient pu subsister en raison du balayage de ces plans par les matériaux planétaires, les comètes s'étagent jusqu'aux pôles de notre orbite par nappes successives avec des maxima assez sensibles vers 15, 40, 65 et 80 degrés.

Outre ces groupements qui rappellent le mécanisme de condensation des matériaux destinés aux astéroïdes, et dont nous devrons fournir l'explication, il existe dans l'espace des ensembles auxquels on a donné le nom de *familles* et de *groupes* de comètes. Nous allons étudier sommairement les uns et les autres.

86. ***Existe-t-il des familles de comètes?*** — Tous ceux qui se sont occupés de statistique cométaire n'ont pu manquer d'être frappés par le groupement très important manifesté au voisinage de l'orbite de Jupiter. Dans le cours de

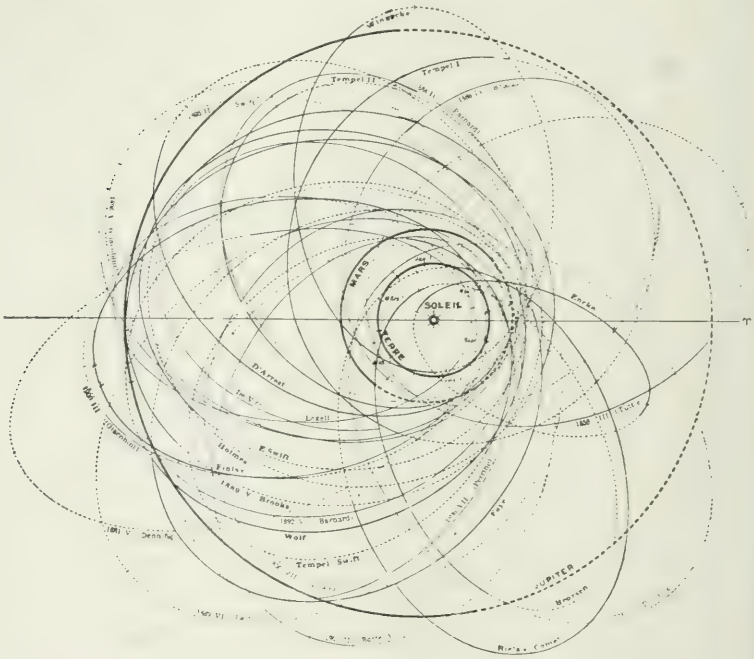


Fig. 77. — Orbites de quelques comètes périodiques dites de la famille de Jupiter. (Les traits en pointillé correspondent aux portions de trajectoires situées au-dessous du plan de l'écliptique.)

sa lente révolution et en raison de son excentricité, la grosse planète balaye une couronne circulaire dont les limites s'étendent de 4,9 à 5,45 unités astronomiques ; sa puissante action s'est donc fait sentir au cours des siècles sur les régions avoisinantes.

Les comètes qui, sans elle, dit-on, auraient à peine dépassé l'orbite de Mars, ont dû à leur aphélie subir l'attraction de

la masse jovienne et se porter quelque peu vers elle ; de même celles qui auraient dû continuer leur route bien au delà ont été retardées dans leur marche et, pour celles-là encore, l'aphélie s'est rapproché de la position de la planète.

En fait, 19 comètes périodiques ont leurs distances aphélies comprises entre 4,09 (comète d'Encke) et 6,76 unités astronomiques (comète de Schaumasse) : l'action de Jupiter paraît manifeste.

La figure 77, qui réunit l'ensemble de ces orbites et quelques autres moins certaines, comme celle de Denning (1881 VI), est évidemment de nature à encourager ces vues ; mais, dans des représentations de ce genre, les orbites sont couchées sur l'écliptique et l'on ne tient pas compte des inclinaisons. Il y a donc lieu d'y regarder d'un peu plus près et de dresser un Tableau assez complet pour nous permettre une discussion plus serrée. Nous ne donnons ici que les éléments absolument nécessaires pour une saine appréciation : distance aphélie, inclinaison du plan de l'orbite sur l'écliptique et excentricité. Les lettres D et R indiquent si la comète tourne dans le sens direct, comme les planètes, ou dans le sens rétrograde. Par convention, lorsque l'angle dépasse 90 degrés, la comète est rétrograde. Toutefois nous avons préféré, pour des raisons de clarté, indiquer l'inclinaison réelle sur l'écliptique ; les angles seront donc toujours compris entre 0 et 90 degrés, mais les signes + ou — nous avertiront du sens du mouvement : + indiquera le mouvement direct, — le sens rétrograde.

Toutes ces comètes sont de sens direct ; elles ont des inclinaisons variées qui atteignent près de 31 degrés pour les comètes Borelly et Giacobini-Zinner. Ce Tableau doit être complété au moyen de la figure 77 et surtout à l'aide de la figure 76, où nous avons donné, avec les distances aphélies, les inclinaisons des orbites. Les numéros renvoient à ceux du Tableau pour les comètes représentées par des points. Les petits cercles avec point intérieur et les nombres qui les accompagnent sont ceux des petites planètes que nous

avons déjà citées à propos des astéroïdes (V. le dernier Tableau du n° 79 : *groupe Troyen*, p. 186).

A la seule inspection de la figure 76, on s'aperçoit que les astéroïdes du groupe Troyen sont intimement mélangés aux comètes périodiques. Maintenant, il faut beaucoup de bonne volonté pour croire que Jupiter a exercé une action vraiment efficace sur Patrocle (**617**), ainsi que sur les comètes Wolf (8), Borelly (13) et Giacobini-Zinner (15), qui manifestent des inclinaisons comprises entre 22 et 31 degrés et qui, à leur aphélie, ne s'approchent de Jupiter qu'à des distances comprises entre 2 et 3 unités astronomiques. C'est ainsi, par

COMÈTES PÉRIODIQUES DITES DE LA FAMILLE DE JUPITER

NOMS	DISTANCE APHÉLIE	INCLINAISON sur L'ÉCLIPTIQUE	PÉRIODE en ANNÉES	EXCENTRICITÉ de L'ORBITE	SENS de CIRCULATION
1 Encke	4,09	+ 12°35'	3ª,3	0,847	D
2 Tempel I (1867 II)	4,90	+ 10 47	6,5	0,402	D
JUPITER	5,45	+ 1 18	11,8	0,048	D
3 Holmes	5,10	+ 20 49	6,8	0,412	D
4 Tempel-L. Swift	5,21	+ 5 26	5,7	0,638	D
5 De Vico-E. Swift	5,22	+ 3 35	6,4	0,516	D
19 Koppf (1906 IV)	5,32	+ 8 41	6,6	0,514	D
6 Brooks (1889 V)	5,43	+ 6 3	7,1	0,469	D
7 Pons-Winnecke	5,54	+ 18 17	5,9	0,701	D
8 Wolf	5,59	+ 25 16	6,8	0,558	D
9 Brorsen	5,61	+ 29 24	5,4	0,810	D
10 D'Arrest	5,72	+ 15 47	6,5	0,637	D
11 Perrine	5,76	+ 5 14	6,4	0,662	D
12 Tempel II (1873 II)	5,87	+ 12 45	5,2	0,558	D
13 Borelly	5,87	+ 30 26	6,9	0,614	D
14 Faye	5,96	+ 10 35	7,4	0,566	D
15 Giacobini-Zinner	6,00	+ 30 43	6,5	0,720	D
16 Finlay	6,07	+ 3 23	6,7	0,715	D
17 Biéla	6,23	+ 12 22	6,7	0,752	D
18 Schaumasse (1911 VII)	6,76	+ 15 17	8,0	0,695	D

exemple, qu'à son aphélie, la comète Giacobini-Zinner se trouve exactement à 6 unités astronomiques du Soleil et à 3 unités de Jupiter. Évidemment, même à 3 fois la distance de la Terre au Soleil, l'action de la masse géante n'est pas nulle; mais elle ne saurait être assez sensible pour provoquer la formation d'un nouvel aphélie.

Quant aux petites planètes **1906 W. D.** ou **1920 H. Z.**, qui sont recensées parmi le groupe Troyen sous prétexte que leur distance aphélie voisine celle de Jupiter en tant que nombre, alors qu'en raison de leurs inclinaisons, la première s'en trouve à près de 4 unités astronomiques et que la seconde en est à 6, elles montrent simplement avec quelle piété parfois excessive les astronomes respectent les traditions.

Et puisque nous avons admis, d'après des autorités incontestées telles que Newcomb, Tisserand et Gylden, que Jupiter a été impuissant à faire naître des lacunes dans la répartition des astéroïdes, à plus forte raison devrons-nous penser que l'énorme planète n'est probablement pour rien dans l'agencement des comètes circulant autour du Soleil avec des inclinaisons supérieures à 15 ou 20 degrés.

Les distances aphélies, on le touche du doigt, ne devraient pas uniquement entrer en ligne de compte dans ces sortes de groupements plus artificiels que réels; cependant, on a étendu la méthode et, non content de nous parler des comètes de la famille de Jupiter, on nous convie à contempler des comètes de la famille de Saturne, d'Uranus, de Neptune, sans compter celles de la planète transneptunienne!

On voit même des auteurs sérieux se faire l'écho de semblables puérilités et nous annoncer gravement que la comète Tuttle, avec son inclinaison de 55 degrés sur l'écliptique, constitue la *famille* de Saturne (!). Cela, sous le prétexte que son aphélie est à 10,5 et que celui de Saturne se trouve à 10,1. Seulement, dès qu'on construit la figure dans l'espace, on s'aperçoit que la comète Tuttle, à son aphélie, est presque aussi loin de Saturne que du Soleil; que l'action de Jupiter

serait même plus sensible sur elle; bref, que nous nous trouvons en plein roman. Ceci n'a rien de bien extraordinaire lorsque l'on connaît l'auteur d'une aussi brillante suggestion : Kirkwood, l'astronome américain déjà cité, est le premier, je crois, qui ait rattaché les comètes à quelque planète; il appliquait partout « la théorie de la capture », et nous avons vu (n° 83) qu'il n'avait pas hésité, en calculant les perturbations de la comète de 1812, à affirmer qu'elle avait été autrefois annexée par Neptune. Or, quand l'astre chevelu de Pons est à sa plus petite distance de la lointaine planète, il s'en tient encore à 5.36 unités astronomiques; je vous laisse à penser quelle action peut exercer sur cette masse, située à plus de 800 millions de kilomètres, l'astre découvert par Le Verrier!

A la rigueur, la comète 1867 I et celle de Tempel (1866 I), qu'on a rapprochée du courant des Léonides, auraient pu être influencées par Uranus, puisque leurs inclinaisons atteignent à peine 20 degrés; mais il faut être par trop simpliste pour admettre que l'aphélie d'une comète comme celle de de Vico, avec son inclinaison de 85 degrés, a pu voir son aphélie déterminé par Neptune, situé dans un plan presque à angle droit avec elle[1].

Il serait vraiment temps de voir disparaître ces appellations de *familles*, dont la plupart des membres n'ont rien à voir avec nos grosses planètes.

Le Tableau suivant résume les éléments des comètes périodiques tournant dans la sphère ayant pour rayon à peu près la distance aphélie de Neptune[2]. Ce tableau est complété par la figure 78.

Les mêmes remarques s'imposent pour les comètes transneptuniennes dont M. Borelly a donné un tableau récent[3]. « La presque totalité de ces 22 comètes, écrit-il, se réu-

[2] Ces appellations : Famille de Neptune, comètes transneptuniennes sont encore couramment employées dans l'*Annuaire du Bureau des Longitudes*.

[1] V. la question dans *The Story of the Comets*, de Chambers, p. 40.

[3] V. *Journal des Observateurs*, Juin 1918.

nissent par familles autour de certaines distances aphélies et forment plusieurs groupes. » Ici, j'avoue ne plus comprendre. (V. le Tableau de la page 212.)

COMÈTES DITES DE LA FAMILLE DE SATURNE, D'URANUS ET DE NEPTUNE

NOMS	DISTANCE APHÉLIE	INCLINAISON	PÉRIODE EN ANNÉES	EXCENTRICITÉ	SENS
Saturne[1]	9 à 10,1	+ 2°29'	29a,4	0,056	D
20 Tuttle (1858 I)	9,54	+ 55 0	12,1	0,805	D
Uranus	18,3 à 20,1	+ 0 46	84,0	0,046	D
21 1867 I (Coggia)	18,83	+ 18 13	33,0	0,865	D
22 1866 I (Léonides)	19,67	— 17 18	33,4	0,905	R
Neptune	29,8 à 30,3	+ 1 46	164,7	0,009	D
23 Westphall (1852 IV)	29,77	+ 42 33	61,1	0,919	D
24 Olbers (1815)	33,62	+ 44 34	72,6	0,931	D
25 Pons-Brooks (1812)	33,70	+ 74 2	71,6	0,955	D
26 De Vico (1846 IV)	34,35	+ 85 6	73,2	0,963	D
27 Brorsen (1847 V)	35,07	+ 19 8	75,0	0,974	D
28 Halley	35,30	— 17 47	76,0	0,967	R

Examinons le Tableau de ces comètes dites transneptuniennes; comment peut-on avoir eu l'idée de ranger les comètes 41, 42, 43, 44, 45, 46 dans un même groupe? Leurs distances aphélies s'étagent bien de 123 à 169 unités astronomiques; mais jetez donc un coup d'œil sur les inclinaisons : alors que celle de l'orbite de la comète 42 est de 29 degrés, celle de la suivante atteint 87 degrés. A leurs aphélies, ces deux astres sont si éloignés qu'il ne peut venir à l'idée de les associer (V. fig. 79).

[1] Pour les planètes, nous avons ajouté la distance périhélie.

Et dans ce Tableau des comètes *prétendues transneptuniennes,* des remarques analogues s'imposent sans cesse ; à part quatre ou cinq objets dont les inclinaisons sont faibles

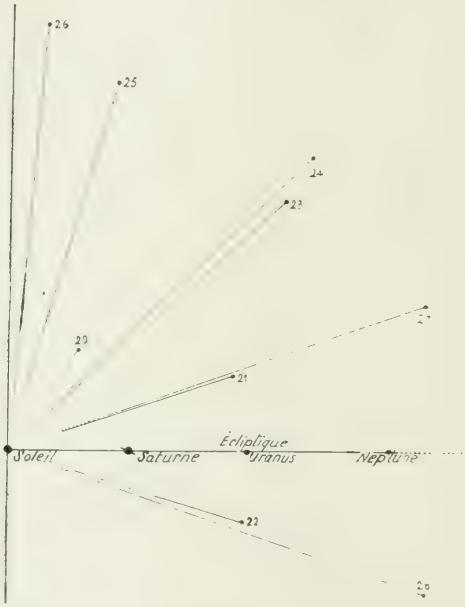


Fig. 78. — Comètes périodiques de Saturne à Neptune.
(Les numéros renvoient au Tableau du texte, page 209.)

relativement (entre 14 et 34 degrés), tous les autres présentent de très fortes inclinaisons qui excluent toute possibilité d'une action de la part d'une planète, fût-elle hypothétique.

Et cependant, ce sont sur de telles indications que certains auteurs n'ont pas craint de fonder l'existence de la fameuse planète transneptunienne !

La cause me paraît donc entièrement jugée et notre conclusion peut se résumer en quelques lignes : Certaines

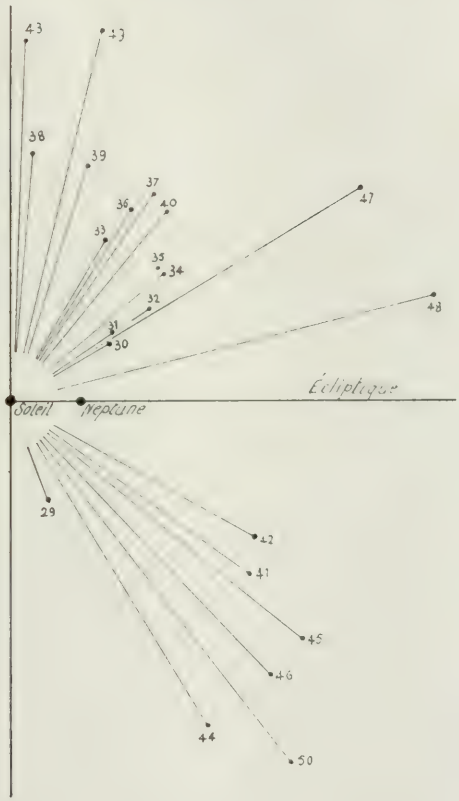


Fig. 79. — Comètes dites transneptuniennes.
(Les numéros renvoient au Tableau du texte, page 212.)

comètes ont évidemment subi et subissent encore l'action perturbatrice des planètes, de Jupiter surtout ; mais même le monde jovien aurait été impuissant, probablement, à grouper autour de lui un grand nombre de ces astres, si ceux-ci

n'avaient préexisté à la grosse planète ou ne lui étaient pas contemporains. En tout cas, à mesure que nous nous éloignons de Jupiter, aucun groupement n'est assez manifeste

COMÈTES DE LA FAMILLE DITE TRANSNEPTUNIENNE

NOMS	DISTANCE APHÉLIE	INCLINAISON	PÉRIODE en ANNÉES	EXCENTRICITÉ	SENS
29 Tuttle (1862 III)	47,6	— 66°26′	120a	0.960	R
30 Barnard (1889 III . . .	49,8	+ 31 13	128	0,957	D
31 Mellish (1917 a).	54	+ 32 41	142	0,993	D
32 C. H. F. Peters (1857 IV).	75,3	+ 32 46	235	0.980	D
33 Brooks (1885 III). . . .	84	+ 59 11	275	0,988	D
34 Giacobini (1905 III . . .	88	+ 40 14	219	0,974	D
35 Coggia (1874 IV). . . .	89,1	+ 34 8	306	0,962	D
36 Bremiker (1840 IV . . .	101,1	+ 57 58	367	0,971	D
37 Tatcher (1861 I)	110,4	+ 79 46	415	0,983	D
38 Tebbutt (1861 II). . . .	109,4	+ 85 26	409	0,985	D
39 Perrine (1898 I)	111	+ 72 31	417	0,980	D
40 Perny (1793 II).	111	+ 51 31	422	0,973	D
41 1843 I.	123	— 35 41	533	0,999	R
42 1846 VII.	125,3	— 29 19	500	0,989	R
43 Brooks (1886 V) . . .	163	+ 87 44	738	0,996	D
44 Schweizer (1853 II . . .	168,9	— 57 49	782	0,989	R
45 1882 II.	168,3	— 38 0	772	0,999	R
46 Swift (1881 VIII). . . .	169,4	— 45 10	793	0,977	R
47 Pons (1811 II).	188,4	+ 31 17	875	0,982	D
48 Colla (1854 V).	197,9	+ 14 9	994	0,986	D
49 Brooks (1887 II). . . .	197	+ 75 44	794	0,981	D
50 Schweizer (1855 I . .	205	— 51 20	1059	0,979	R

pour imposer une idée de famille de comète. En particulier, la famille dite transneptunienne n'a jamais existé... si ce n'est peut-être dans l'esprit des astronomes qui l'ont imaginée.

87. ***Les groupes de comètes.*** — Il en va tout autrement des groupes de comètes ; ceux-ci sont bien réels et tous les ans nos acquisitions à ce sujet ne font que se compléter.

On a donné ce nom de *groupe* à des astres distincts qui paraissent suivre des orbites identiques, quoique à des intervalles de temps fort variables. Tel fut le cas des comètes de 1668, 1843 I, Décembre 1872, 1880 I, 1882 II, 1887 I et d'autres encore dont les orbites se coupent en un point si rapproché du Soleil, qu'il touche presque la couronne solaire elle-même.

L'identité de quelques-uns de ces astres fut soupçonnée dès 1865 par Hoek ; différents auteurs, notamment Sould, Hind, Weiss, Klinkerfues, Rebeur-Paschwitz, soutinrent cette thèse lors de l'apparition de la comète de 1880 I, et depuis, Krentz[1] reprit les calculs et montra avec beaucoup de vraisemblance qu'un grand nombre de comètes se seraient divisées après avoir appartenu à un corps unique. De même on ne saurait douter aujourd'hui que la comète 1881 III ne soit une sœur jumelle de celle de 1807, suivant sa devancière presque sur la même route[2].

D'ailleurs, dès l'apparition de la belle comète de 1882 II, au début de Septembre, les observations montrèrent des éléments identiques à ceux des comètes de 1843 et de 1880. Les trois comètes faisaient donc bien partie d'un même essaim. Le 9 Octobre suivant, M. Schmidt, d'Athènes, fit alors une découverte qui vint corroborer l'hypothèse de dislocations possibles de ces astres singuliers : à 4 degrés au Sud-Ouest il aperçut une nébulosité faible, diffuse et très étendue qui, tout en suivant la comète dans sa marche, avait un mouvement un peu plus rapide ; c'était probablement un morceau qui s'était détaché de la masse principale, un ou deux jours auparavant. Le 13 Octobre, M. Barnard apercevait, au Sud, dans un rayon de 6 degrés, six à huit objets nébuleux diffus ; puis ce fut au tour de Brooks de

[1] V. *Rev. Générale des Sciences*, 1901, p. 779.
[2] V. *Ann. Bur. des Long.*, 1885, pp. 244 et 251.

découvrir, le 20 Octobre, à 8 degrés à l'Est de la comète, une autre masse cométaire d'une étendue de 2 degrés. Un mois plus tard enfin (16 Novembre), M. Lacaille signale une autre nébulosité qu'il peut suivre pendant plusieurs jours[1]. Ces nouveaux astres, d'après les calculs, seraient périodiques comme la comète-mère, quoique avec des temps de révolution un peu différents.

88. Il existerait donc des systèmes cométaires qui résulteraient de la segmentation de comètes primitives s'éparpillant de plus en plus le long de leurs orbites et finissant probablement par se désagréger complètement : c'est ce qui dut arriver pour la comète 1889 V, qui était, elle aussi, accompagnée de quatre astres secondaires. Ces derniers s'étaient sans doute détachés du noyau principal quand celui-ci, lors du passage de 1886, avait presque frôlé la surface de Jupiter. Mais, au retour de 1896, les compagnons avaient disparu.

On pourrait multiplier ces exemples; les statistiques nous les offrent en effet de plus en plus nombreux, si bien que l'existence de groupes cométaires est maintenant un point définitivement acquis.

[1] V. *Ann. Bur. des Long.*, 1885, pp. 261 et suiv.

CHAPITRE VII

LES MÉTÉORES COSMIQUES

ÉTOILES FILANTES, BOLIDES, LUMIÈRE ZODIACALE

L'hypothèse des dislocations cométaires, qui explique à merveille l'existence des groupes de comètes, aurait pu conduire logiquement à la théorie des étoiles filantes; mais, comme il arrive souvent dans l'histoire des sciences où « l'occasion » et « l'intuition » règnent en maîtresses incontestées, on commença par élucider le dernier phénomène avant d'aborder le premier.

89. ***Nature cométaire des étoiles filantes.*** — Dans des lettres devenues célèbres depuis, l'astronome italien Schiaparelli expliquait au Père Secchi, dès 1865, le phénomène des étoiles filantes, demeuré jusque-là mystérieux[1]. Il faut ajouter, pour être juste, que des pionniers d'avant-garde, Coulvier-Gravier, Adams et le professeur A. Newton, de New-Haven, avaient déjà singulièrement déblayé le terrain.

Le phénomène des étoiles filantes est soumis à des variations que constate l'expérience : le *nombre horaire*, c'est-à-dire le nombre de météores observés en une heure en un lieu déterminé, est plus grand dans la seconde moitié de l'année que dans la première; il est aussi plus grand vers la fin de la nuit qu'au commencement; enfin, on observe davantage de météores du côté de l'Est que du côté de l'Ouest.

A côté de ces variations régulières, qui ont pour cause notre rotation et notre translation autour du Soleil, il existe

[1] V. *Les Mondes* du 13 Déc. 1865.

des recrudescences du phénomène à certaines époques, notamment vers le 10 Août et le 13 Novembre. Ce sont ces apparitions annuelles, se présentant souvent comme des averses, qui ont conduit aux théories actuelles.

Schiaparelli eut l'idée tout d'abord de déterminer l'orbite de l'essaim du mois d'Août, connu sous le nom des Perséïdes, et il trouva que cette orbite coïncidait sensiblement avec

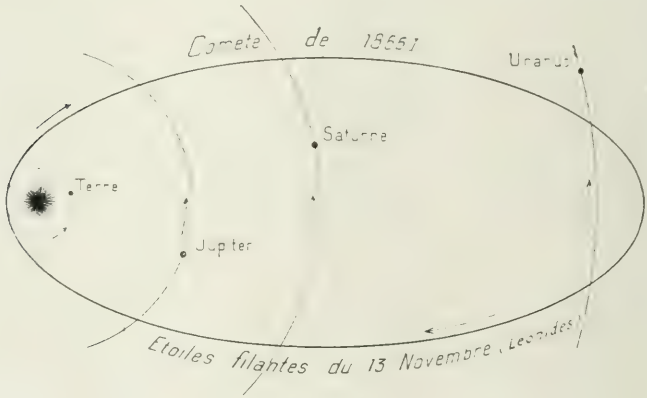


Fig. 80. — Orbite de la comète de 1866 I, en relation avec l'essaim des Léonides.

celle de la brillante comète de Tuttle (1862 III). Peu de temps après, Le Verrier et Oppolzer s'occupèrent de la question et c'est ainsi que Peters fut amené, un peu plus tard, à identifier l'orbite des Léonides avec celle de la comète Tempel 1866 I (fig. 80).

On pouvait donc supposer que les comètes associées aux étoiles filantes représentaient seulement le gros de l'essaim et que des quantités de corpuscules s'égrenaient le long d'une orbite commune.

Toutes ces déductions furent corroborées par un fait assez curieux qui se produisit en 1872 à propos de la comète Biéla, dont nous allons retracer brièvement l'histoire.

Le 27 février 1826, un major autrichien, Biéla, découvrait

à Johannesburg une comète qui porta son nom. Dix jours plus tard, l'astre était aperçu par Gambart à Marseille, et l'astronome français, après en avoir calculé les éléments, reconnut immédiatement leur ressemblance avec ceux d'une comète observée en 1805, même en 1772 et dont la période était de six ans trois quarts.

Fig. 81. — Dédoublement de la comète de Biéla en 1846.

Damoiseau reprit les calculs en tenant compte des observations et annonça bientôt le retour de la comète Biéla pour le 27 Novembre 1832 : elle fut exacte au rendez-vous à un jour près. On ne put l'observer en 1839 en raison de circonstances défavorables, mais l'astre revint en 1846.

Toutefois, son aspect physique était changé ; on y voyait une sorte de protubérance au nord du noyau. Un mois plus tard environ, on pouvait constater la présence de deux noyaux (15 Janvier) ; une douzaine de jours après, les deux

astres, munis d'appendices distincts, étaient séparés par un intervalle de 300 000 kilomètres (fig. 81).

Ce fut donc avec impatience qu'on attendit leur retour en 1852. Les deux comètes reparurent à l'époque fixée : mais l'intervalle, cette fois, était de plus de 2 millions de kilomètres.

Ce fut en vain qu'on les guetta en 1859 et en 1866, et l'on se demandait s'il fallait escompter leur retour pour le mois de Novembre 1872.

Cependant Novembre arriva sans ramener la comète et, au moment où les observatoires s'apprêtaient à l'inscrire au registre des astres disparus, tout à coup, le 27 Novembre, une pluie d'étoiles filantes s'abattit sur le globe terrestre (fig. 82, pl. VIII). On put compter plus de 30 000 météores en six heures et, au moment où la rafale battait son plein, on en observa 400 par minute. C'était la comète ou plutôt un morceau de la comète que nous venions de traverser.

Ainsi se confirmaient les idées de Newton, de Peters et de Schiaparelli ; elles se complétaient en même temps, puisque l'exemple de la comète Biéla suggérait pour l'origine de certains essaims la dislocation possible d'une comète.

Si nous considérons, en effet, une masse composée de menus fragments, un nuage cosmique à peu près rond, et dont les éléments sont réunis par leur mutuelle attraction, il est facile de démontrer, en appliquant les principes de la Mécanique, que l'action du Soleil sur l'ensemble aura pour résultat d'allonger le nuage et d'en disperser peu à peu les parties constituantes. Finalement, tous les corpuscules se répandront à la longue sur l'orbite primitive et se suivront en files plus ou moins régulières.

Or, cette théorie est applicable en tout point au mécanisme de la désagrégation cométaire. On admet généralement, en effet, que les noyaux des comètes, c'est-à-dire la partie la plus dense de leur tête, sont formés d'une sorte de milieu poussiéreux, dont les grains offrent des dimensions variables : ce seraient des bancs de sables ou de rochers

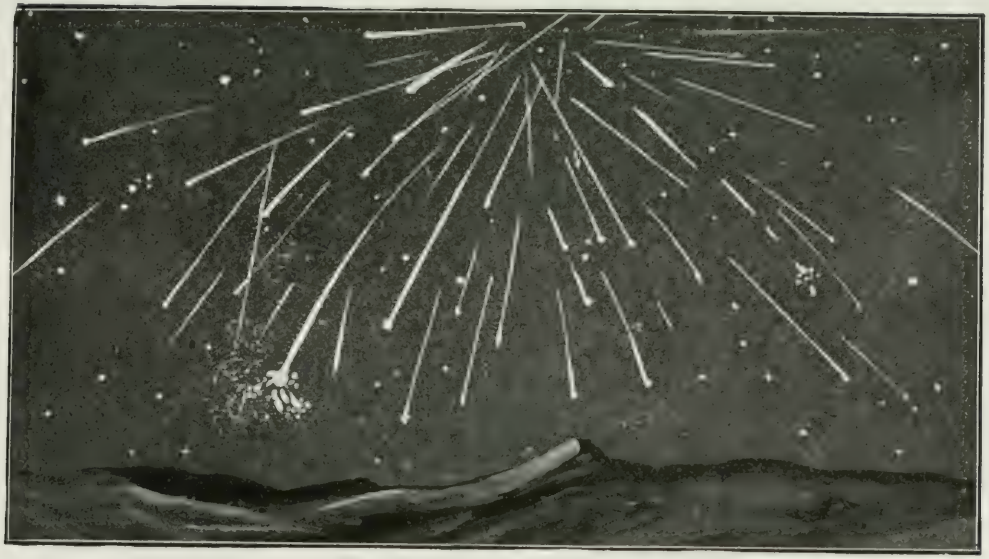


Fig. 82. — Pluie d'étoiles filantes du 27 Novembre 1872. Cette pluie a coïncidé avec la rencontre par la Terre d'un des fragments de la comète de Biéla.

voyageant de concert dans l'espace; chaque particule serait entourée d'une petite atmosphère gazeuse.

Dès lors, il suffirait d'une minime différence d'attraction sur les parois constituantes d'un noyau cometaire pour en disperser les morceaux.

Ainsi s'expliqueraient non seulement les courants météoriques dont les comètes-mères ont maintenant disparu, mais aussi les essaims associés à des comètes encore existantes.

L'hypothèse se tient assez bien et rend compte des principales particularités observées : les météores d'un même essaim sont animés d'une même vitesse, généralement la vitesse cométaire; ils semblent dériver d'une même région du ciel, d'une aire plus ou moins large qu'on nomme *radiant*. En réalité, si les corpuscules rencontrés se meuvent sur des trajectoires parallèles, nous devons les voir diverger en apparence, par un effet de perspective, à la façon dont nous voyons des rails parallèles émaner du *point de fuite* sur un dessin.

La théorie s'est depuis étendue considérablement et nombreux sont les essaims qu'on a pu associer à une comète périodique. Ces essaims sont généralement désignés par la constellation d'où ils semblent provenir, celle qui contient leur radiant à l'heure actuelle.

Le Tableau suivant réunit les essaims sûrement identifiés.

ESSAIMS	DATE D'APPARITION	COMÈTES ASSOCIÉES	PÉRIODE
Lyrides	21 Avril	Tatcher (1861 I)	415a
Aquarides	4 Mai	Halley (1910 II)	76
Draconides	28 Juin	Pons-Winnecke (1915 III	5,9
Perséïdes	11 Août	Tuttle (1862 III)	120
Léonides	15 Novembre	Tempel (1866 I)	33,2
Andromédides	20 Novembre	Biéla (1852 III)	6,6

Il est probable que d'autres essaims, même parmi les apparitions assez brillantes, telles que les Quadrantides (3 Janvier), les Orionides (20 Octobre) et les Géminides (12 Décembre), sont dans le même cas; mais il faut encore attendre des observations plus nombreuses pour décider de la question[1].

Pour intéressante que soit cette théorie, elle semble loin d'être confirmée dans les détails. L'essaim des Perséïdes, par exemple, qu'on associe à la comète de 1862, est bien antérieur comme existence à l'astre de Tuttle. Les chroniqueurs du moyen âge le connaissaient sous le nom pittoresque de Larmes de saint Laurent; il se peut, d'ailleurs, que l'orbite des météores soit commune avec celle de la comète de Tuttle, dont la période serait de 123 ans, et que cette orbite soit sillonnée de condensations se suivant à intervalles de 33 ans, comme on l'a supposé.

Mais il se pourrait fort bien aussi que nous nous trouvions en présence de comètes suivant à peu près les mêmes trajectoires, de *groupes* en un mot, à la façon de celles que nous avons déjà mentionnées (nº 87).

Les observations qui se multiplient de tous côtés tendent à enrichir nos catalogues de comètes périodiques et d'essaims tellement nombreux, que les chances d'identité entre les deux ordres de météores s'accroissent de jour en jour; si bien qu'il viendra un moment, probablement peu éloigné, où nous ne serons guère embarrassés pour appliquer à chaque essaim les éléments d'une comète déjà reconnue.

Ces critiques de détail ne sauraient viser le mécanisme lui-même de la formation des étoiles filantes, et il paraît de plus en plus vraisemblable que ces météores dérivent bien d'astres sur lesquels le Soleil a exercé son action dissolvante.

A ce compte, objectera-t-on, il ne devrait plus exister de comètes. Etant donnés les longs millénaires au cours desquels ces astres ont dû passer et repasser au voisinage de

[1] V. *Revue du Ciel*, 1919, p. 738.

notre ardente fournaise centrale, chacun d'eux a eu le temps nécessaire pour s'évanouir et tomber en poussière. La réflexion ne manquerait ni de justesse ni d'à-propos; mais nous ferons observer, d'une part, qu'en fait, il semble bien prouvé que les comètes périodiques les plus connues tendent à diminuer d'éclat, perdant par leur queue de notables portions de matière, comme cela paraît être le cas pour la comète de Halley; ou bien s'égrenant en cours de route, comme la comète de Biéla. D'autre part, qui pourrait affirmer que ces fragments ne se reconstituent pas à la longue pour former des comètes nouvelles, surtout lorsqu'au voisinage de leurs aphélies l'action solaire devient moins puissante?

90. ***D'où viennent les bolides?*** — C'est à la lumière de ces considérations qu'il faut aborder le problème si intéressant des bolides. Certains auteurs ont cherché en eux des vestiges d'une planète perdue, d'autres y ont vu des bombes volcaniques lancées par les bouches éruptives de la Lune, voire même de notre propre globe ou des planètes lointaines, peut être de leurs satellites. De semblables solutions, par leur particularisme, ne satisfont personne; ce sont des jeux de l'esprit et de l'imagination qui, tout au moins, méconnaissent les grandes lois de l'évolution cosmique, où tout s'enchaîne dans une merveilleuse harmonie.

De même qu'il n'existe pas de démarcation bien nette entre nos globes planétaires et les astéroïdes, ou bien entre ces derniers et les comètes à courte période, on n'aperçoit pas de distinction spécifique entre les parties constituantes d'une comète et les météorites (V. fig. 83).

Toutefois, on aimerait posséder des preuves positives de cette dernière assertion, et il faut avouer qu'il manque encore bien des données pour fixer notre choix sur telle ou telle hypothèse. Le mieux, semble-t-il, est de procéder par élimination.

91. ***Les météorites sont-elles des bombes volcaniques?*** — L'opinion ancienne admettait que les bolides ou

météorites étaient des bombes lancées par les volcans de quelque planète, la Terre et la Lune comprises. Disons tout d'abord que la contexture de ces pierres tombées du ciel ne rappelle en rien des corps d'origine ignée ; aucun indice de fusion générale ne se remarque à leur intérieur. Telle est l'opinion courante chez les géologues actuels ; nous serions donc à la rigueur dispensés d'aller plus avant ; mais comme l'unanimité est loin d'être réalisée à ce sujet, qu'au surplus la science est changeante, il nous paraît opportun de verser au débat quelques autres raisons.

Pour sortir de la sphère d'attraction d'une planète, un projectile doit posséder une vitesse dite *parabolique* correspondant à la surface du corps où il se trouve.

La vitesse parabolique est donnée par la formule

$$v = \sqrt{2gr} \quad \text{ou} \quad v = \sqrt{gd},$$

dans laquelle g n'est autre que l'intensité de la pesanteur à la surface de la planète, tandis que d représente le diamètre moyen de cette même planète (ou $2\,r$).

En prenant les données récentes de la masse et du volume, nous avons obtenu pour les principaux corps du système solaire le Tableau suivant, où les vitesses paraboliques sont données en kilomètres par seconde :

NOMS	g	d (diamètre)	v (vit. parabolique)
Soleil.	270 mètres	1 390 447km	612km,71
Mercure.	3 ,1416	4500	3 ,759
Vénus	8 ,9660	11 240	10 ,474
Terre.	9 ,8063	12742	11 ,178
Lune.	1 ,6120	3480	2 ,368
Mars.	3 ,7228	6800	5 ,034
Jupiter.	25 ,5000	143 500	60 ,490
Saturne.	10 ,7080	123 200	36 ,320
Uranus.	70 ,2280	49 000	22 ,3
Neptune	10 ,8400	50 000	23 ,2

A la seule inspection du Tableau, nous voyons qu'il faut éliminer immédiatement le Soleil et les grosses planètes, y compris la Terre et Vénus. Même sur Mars, où la vitesse parabolique atteint encore 5 kilomètres par seconde, aucun volcan ne saurait lancer dans les airs des bombes qui ne retomberaient plus.

Il ne reste donc que la Lune et les satellites des autres planètes. Pour ces derniers, le problème paraît délicat, puis-

Fig. 83. — Météore observé à Bourges le 2 Juillet 1908. (Dessin de l'abbé Moreux.)

qu'en fait nous ne connaissons rien de leurs conditions physiques; mais nous aurons recours à d'autres moyens pour nous renseigner.

Nous sommes mieux outillés en ce qui concerne la Lune. On a cru pendant longtemps que les cirques lunaires étaient le produit de bouches éruptives; en vomissant ses entrailles, un volcan lunaire aurait, grâce à une pesanteur six fois moindre que chez nous, réussi à édifier de vastes remparts circulaires. Cette théorie ne vaut plus la peine d'une réfutation, maintenant que nous connaissons des cirques atteignant 228 kilomètres de diamètre comme Clavius, et même 240 comme Maurolycus. Il est bien certain cependant que, sur la Lune, les effets du volcanisme ont dû être plus effrayants que chez nous ; mais la force d'expansion des gaz a-t-elle jamais été suffisante pour lancer des bombes avec la vitesse de 2 kilomètres 360 à la seconde?

M. Belot le croit et il cite comme exemple « les mesures de projection faites au Cotopaxi (qui) ont donné 2 kilomètres 5 par seconde[1] ». J'avoue avoir été très intrigué par ce dernier nombre, qui me parut, ainsi qu'aux plus éminents géologues consultés, tout à fait exagéré. Et puis, comment et par quel procédé a-t-on pu mesurer de telles vitesses? Or, ce nombre fantastique a été simplement puisé dans l'*Astronomie populaire* d'Arago. Après avoir affirmé qu'un corps, lancé de la Lune avec une vitesse égale à 2500 mètres par seconde, pourrait pénétrer dans la sphère d'attraction de la Terre, Arago ajoute : « Cette vitesse n'est pas au-dessus des vitesses de projection dont les volcans terrestres nous offrent les effets. Le Cotopaxi par exemple, en Amérique, a lancé quelquefois des roches ardentes avec une force plus grande que celle dont le calcul précédent a assigné la valeur[2]. » Seulement, Arago oublie de nous donner la source de ses informations. Ce nombre de 2500 mètres de vitesse initiale fait sourire nos modernes balisticiens, qui ont les meilleures raisons de croire que jamais les explosions volcaniques n'ont pu donner des vitesses initiales supérieures à 700 ou 800 mètres.

Et puis, comment dès lors allier cette opinion avec celle que fait sienne M. Belot, admettant que nos bolides ne manifestent en aucun cas des phénomènes de fusion? Par un artifice créé pour les besoins de la cause : en recourant à un volcanisme spécial pour les satellites, à un volcanisme analogue, prétend-il, à celui qui fait fonctionner nos geysers et qu'il appelle *hydrique :* l'eau, pénétrant dans le sous-sol à des profondeurs où règnent des températures de 500 ou 600 degrés seulement, aurait provoqué par sa vaporisation, ou mieux sa gazéification, le phénomène des éruptions.

Notez qu'auparavant l'auteur avait pris soin de nous dire : « Ce qui est impossible aux volcans de la Terre est peut-être beaucoup plus facile pour la Lune et, en général, pour les

[1] E. Belot : *Le Volcanisme expérimental. Revue Scientif.*, 1919, p. 687.
[2] Arago : *Astr. populaire*, IV, p. 217.

volcans des satellites, précisément parce qu'ils n'ont plus d'atmosphère et que la gravitation y est très faible[1] ».

Et c'est ici que commencent les contradictions : S'il faut des masses d'eau pour provoquer l'éruption *hydrique*, la Lune devait, dès lors, en posséder; or qui dit nappe d'eau, dit vapeur d'eau, donc atmosphère, ce qui va à l'encontre de l'hypothèse admise. Le fait, au demeurant, est plus grave qu'il ne paraît; car si nous admettons la présence autrefois d'une couche gazeuse entourant la Lune, nous jugulons ses volcans; en d'autres termes, et de l'avis même de M. Belot[2], notre nombre 2 kilomètres 36, représentant la vitesse parabolique, devient trop faible, et il faut le majorer sûrement en raison de la résistance à vaincre.

Et c'est d'ailleurs ainsi que, selon toute vraisemblance, les choses se sont passées : au temps où les volcans lunaires, tout différents des cirques d'ailleurs, étaient en activité, notre satellite devait être entouré d'une atmosphère; aussi légère que nous supposions celle-ci, il serait encore insensé d'admettre pour les vitesses initiales provenant d'explosions des vitesses atteignant deux kilomètres et demi.

92. ***Nature probable des bolides.*** — Maintenant nous allons rapprocher ces données de celles que fournissent l'observation et le calcul. Sur 300 chutes environ, à peu près authentiques, M. H. A. Newton en a retenu 116 dont les éléments lui ont permis des déterminations intéressantes (radiants absolus, vitesses, directions, etc.). Il résulte de l'examen de ces nombreuses données que les bolides ayant abordé la Terre ne pouvaient provenir des planètes, eu égard aux inclinaisons observées.

Ce résultat, nous l'avons déjà démontré par d'autres considérations; mais il était nécessaire de l'obtenir par une méthode purement géométrique et mécanique, afin d'écarter l'hypothèse séduisante des bombes lancées par les satellites.

[1] E. Belot : *art. j. cit.*
[2] V. *Bull. Soc. Astr. de Fr.*, 1919, p. 226.

Ici, en effet, nous sommes sur un terrain résistant, et le Père Carbonelle s'est livré, à ce sujet, à un travail mathématique ne laissant subsister aucun doute[1] sur la conclusion énoncée.

En outre, la théorie assigne aux trajectoires parcourues un sens direct dans le plus grand nombre de cas, et un périhélie compris entre la distance de la Terre au Soleil et la moitié de cet intervalle, c'est-à-dire entre 1 et 0,5 unités astronomiques.

Des explosions provenant de la Terre ou de la Lune ne seraient pas exclues par les conditions mentionnées; mais comme, d'autre part, ces deux astres ont toujours été, nous l'avons vu, impuissants à fournir de telles explosions, il ne reste plus qu'une hypothèse plausible entrevue par M. Newton et le Dr Hans Reusch, de Christiania, dès 1888[2] : assimiler nos météorites aux comètes à courte période. M. Reusch est même allé plus loin, il a fait remarquer que souvent « la Terre reçoit des météorites à la même date pendant deux ou plusieurs années consécutives, » comme si la partie de son orbite qu'elle traverse à cette date était rencontrée par un courant filiforme mettant plusieurs années à passer. D'autres dates lui semblent, « avec un degré considérable de probabilité, » indiquer des passages périodiques. Ainsi, le 13 Octobre a vu des chutes en 1787, 1819, 1838, 1852 et 1872. Les intervalles de ces années sont à peu de chose près multiples de 6, 5; et, par conséquent, ces chutes, si elles correspondaient toutes au même radiant, seraient produites par un groupe dont la révolution autour du Soleil durerait de 6 à 7 ans.

Conclusion : les météorites seraient des débris de comètes à courte période. Ce résultat s'accorderait très bien d'ailleurs avec différentes circonstances dont nous allons parler.

[1] I. Carbonnelle : *Etoiles filantes et météorites*, dans *Rev. des Qu. Scient.*, 1889, p. 182.

[2] V. *Nature*, 1886, p. 532 ; *Amer. Journ. of Sc.*, July 1888, p. 14, et Reusch : *On Meteorites, Ann. Naturalist*, Feb. 1888, p. 106 et seq.

Comme les comètes périodiques dont la durée de révolution ne dépasse pas 33 ans, nos bolides sont presque tous de sens direct, et leurs orbites possèdent des inclinaisons plutôt faibles ne dépassant pas 35 degrés.

Reste à expliquer les cas de sens rétrograde ; ceux-ci sont peu nombreux, il est vrai, mais ils existent, et la proportion, d'après la Commission britannique des étoiles filantes, est de 6 pour 100 environ. Pour ces météorites, les orbites, à mon avis, s'apparenteraient à celles des comètes à longue période qui nous offrent toutes les inclinaisons de 0 à 180 degrés.

Mais alors une autre question surgit : Pourquoi les chutes de bolides rétrogrades sont-elles plus rares que les autres ? Nous en apercevons deux raisons évidentes.

La première, c'est qu'une météorite voyageant sur une orbite à faible grand axe, donc peu inclinée, reviendra plus souvent et aura beaucoup plus de chances de couper notre trajectoire qu'un corps circulant sur une orbite très allongée, donc à grande inclinaison généralement, et dont les intervalles de retour seront très éloignés.

La seconde raison n'est pas moins péremptoire. La vitesse cométaire afférente à notre distance au Soleil est de 42 kilomètres par seconde environ, alors que notre vitesse de translation n'est que de 30 kilomètres en moyenne. Il en résulte que, suivant le sens du mouvement d'un corps approchant notre globe, sens direct ou rétrograde, la vitesse relative du météore nous abordant sera de 12 kilomètres $(42 - 30)$ ou pourra atteindre 72 kilomètres/seconde $(42 + 30)$. Dans cette dernière circonstance, la vitesse sera nettement hyperbolique et point n'est besoin pour la justifier de recourir à la vieille hypothèse d'un météore provenant de l'extérieur de notre système.

Dans le premier cas, la vitesse relative étant faible (12 km.), si notre météorite, à marche directe, passe au voisinage de la Terre, l'attraction de celle-ci sera tellement forte que sa trajectoire subira une déviation de 35° environ ; pour peu qu'elle pénètre dans notre atmosphère, la résistance aidant, la météorite sera capturée.

Il en va tout autrement d'un bolide à marche rétrograde : grâce à sa grande vitesse relative supérieure à 50km, il passera 5 fois plus rapidement devant nous et ne subira qu'une altération insignifiante de sa vitesse absolue et de sa direction ; le météore aura donc beaucoup moins de chances d'être capturé.

On comprend, dès lors, pourquoi les chutes de bolides à marche rétrograde sont infiniment moins nombreuses que les autres. Ainsi, astéroïdes, débris de comètes à courte ou à longue période, nos météorites sont tout cela à la fois. Telle est la conclusion à laquelle nous nous arrêterons ; c'est la seule d'ailleurs qu'autorisent les faits, comme l'étude des lois mécaniques qui régissent le monde cométaire ; j'ajouterai que c'est la seule enfin qui s'harmonise avec ce que la science cosmogonique nous offre de plus certain.

Cette liaison logique entre des astres fort disparates en apparence, planètes, astéroïdes, comètes et bolides, nous allons la voir se continuer dans un autre phénomène qu'il nous reste à étudier : la lumière zodiacale.

93. ***La lumière zodiacale.*** — A partir de la mi-Janvier et jusqu'à la fin de Mars, tous ceux qui vivent sous nos latitudes ont pu observer après le coucher du Soleil et, parfois, noyée dans la lueur crépusculaire, une sorte de plage lumineuse traçant sur la voûte céleste un fuseau vert opale aux teintes fondues près de ses bords. Dans nos régions, ainsi que je l'ai observé depuis plus de vingt années, son sommet atteint et souvent dépasse le petit astérisme des Pléïades, qu'il enveloppe alors d'une légère teinte laiteuse.

La même lueur se montre à l'opposé du ciel, mais avant le lever du Soleil, et c'est la raison pour laquelle les anciens l'appelaient la *fausse aurore*.

Lueur du soir ou lueur du matin ne sont que la manifestation de ce que nous désignons aujourd'hui par *lumière zodiacale*.

Un manuscrit des anciens Aztèques, cité par Humboldt dans son *Cosmos*, semble faire mention de ce mystérieux

phénomène[1] ; mais on peut dire que vraisemblablement les anciens n'ont pas connu la lumière zodiacale du soir, qu'ils ont confondue avec la lueur crépusculaire.

C'est à J. D. Cassini que nous devons la première étude sur cette singulière manifestation. Ses premières observations datent de Mars 1683 ; il les continua pendant dix années consécutives et en arriva à imaginer la théorie que

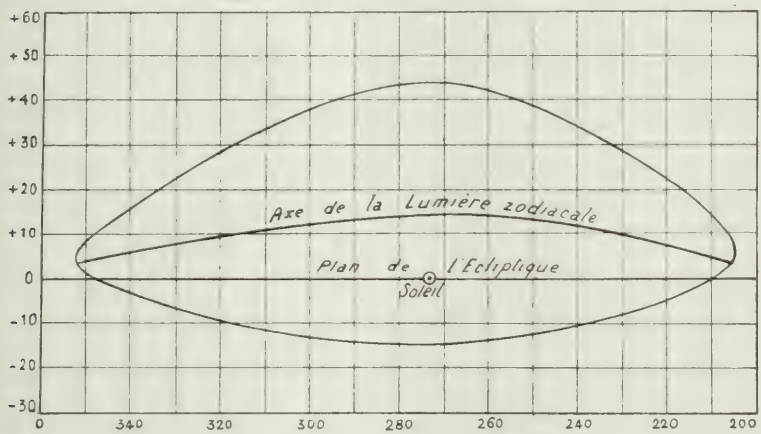


Fig. 84. — Forme enveloppe de la lumière zodiacale d'après les observations du Dr Heis. On voit que cette *lumière* est nettement dissymétrique par rapport au Soleil.

nous admettons encore à l'heure actuelle : Une infinité de corpuscules seraient disséminés autour du Soleil, et leur enveloppe affecterait la forme d'un énorme ellipsoïde aplati embrassant vers son équateur les orbites des planètes inférieures et probablement aussi celle de la Terre. Ainsi s'expliquent les apparences d'un cône lumineux dont la base s'appuie sur le Soleil et qui se termine en fuseau plus ou moins allongé dans les régions zodiacales.

[1] « Il est impossible, dit Humboldt, de ne pas reconnaître la lumière zodiacale dans la brillante lueur que l'on vit en 1509, pendant quarante nuits consécutives, monter comme une pyramide au-dessus de l'horizon oriental du plateau mexicain. »

Le grand axe toutefois paraît bien ne pas coïncider avec le plan moyen de circulation des planètes, ni même avec celui de l'écliptique. Cassini pensait qu'il était la continuation de l'équateur solaire; mais les travaux très importants entrepris depuis, ceux de Heis notamment, qui observait à Aix-la-Chapelle de 1847 à 1875, n'ont pas entièrement corroboré ces vues. La figure 84, que nous donnons d'après ce dernier auteur, montre que la lumière zodiacale s'étend davantage au Nord qu'au Sud; sa distribution serait donc dissymétrique par rapport au Soleil.

Sans avoir fait une étude très spéciale du sujet, je puis affirmer que toutes mes observations concordent à montrer que le plan équatorial de l'ellipsoïde, s'il est permis d'employer ce terme pour indiquer le plan joignant le Soleil à l'extrême bord du cône allongé sous l'apparence duquel il se présente, en d'autres termes, le plan principal de la lumière zodiacale forme avec l'écliptique et du côté du Nord un angle très voisin de 4 degrés.

Telles sont très résumées les considérations générales qui vont guider nos recherches sur l'origine et la formation des météores ayant donné naissance dans le système solaire à des corps que n'ignoraient pas évidemment les anciens cosmogonistes, mais dont la singularité avait quelque peu dérouté l'imagination des constructeurs de théories.

CHAPITRE VIII

ORIGINE ET FORMATION DES COMÈTES DES ASTÉROÏDES ET DES MÉTÉORES

J'ai déjà eu l'occasion dans la première partie de cet ouvrage (n° 27) d'esquisser le mécanisme de la formation des corps cométaires; les données accumulées dans les trois derniers chapitres vont maintenant nous permettre de serrer la question de plus près.

94. ***Double aspect du problème.*** — Le problème comporte, au reste, deux genres de solutions qui doivent se compléter. La première est pour ainsi dire d'ordre mécanique : dès lors qu'à l'heure actuelle nous regardons les comètes comme des membres permanents du système solaire, il nous faut trouver une explication de ce qui, en elles, parut aux anciens astronomes de véritables singularités : distribution à peu près régulière par rapport à l'écliptique, inégalité des axes et des excentricités, eu égard aux inclinaisons, etc... Il nous faut enfin préciser le genre de relations paraissant exister entre comètes, planètes et astéroïdes.

Aussi intéressante que soit notre réponse à ces diverses questions, puisque personne jusqu'à ce jour n'a su nous la fournir, nous n'aurons élucidé, en la présentant, que la partie purement géométrique et mécanique du problème : étoiles filantes et bolides semblent dériver des noyaux cométaires; mais ces derniers que sont-ils? Par quel procédé ont-ils pu se former? La même question se posera pour les astéroïdes : nous ne croyons plus à l'hypothèse de la planète morcelée, c'est entendu; mais alors par quoi la remplacer?

On le voit, le champ s'étend et touche aux confins des sciences les plus diverses. Sans l'avoir cherché, nous voilà ramenés aux problèmes de la genèse des éléments et de l'évolution de la matière, sujets encore bien mystérieux pour nos chimistes et nos physiciens.

95. ***La Cosmogonie des comètes.*** — Remontons au moment de la rencontre de la masse centrale avec le nuage cosmique formé de météores. Le flux de ces derniers, nous l'avons démontré, a produit en arrière de cette masse une agglomération filiforme qui s'est immédiatement incurvée pour donner naissance aux branches spirales (n° 22). Mais la portion de l'axe de symétrie sur laquelle se sont rencontrés les météores définitivement annexés a été énorme dès le début. Le Tableau de la page 113 nous fournit seulement l'ordre de grandeur que nous devons envisager pour une masse donnée. Notre Soleil actuel étend son action sur une sphère de 100 000 unités astronomiques, à peu près. A l'époque où nous remontons, sa masse était moindre, mais nous pouvons vraisemblablement supposer que sa puissance d'attraction se faisait encore nettement sentir à la moitié de la distance correspondant à son état actuel. Dans ces conditions, les derniers météores captés auraient pu circuler dans des régions 1 600 fois plus éloignées que l'aphélie de Neptune; et ce champ d'action n'a pu que reculer, en raison du développement de la masse centrale, au cours de l'évolution nébulaire.

La densité des matériaux se rencontrant sur un rayon aussi développé a dû nécessairement être faible et on aurait pu compter de nombreux vides. Une petite portion seule des météores fut donc captée au début; parmi les autres, un grand nombre continuèrent leur marche en avant sur des trajectoires hyperboliques plus ou moins incurvées et furent à jamais perdus pour la nébuleuse; ils contribuèrent plus loin à la formation d'un autre système, peut-être, ou s'accrochèrent à quelque lointain Soleil.

Cependant, beaucoup d'entre eux qui avaient réussi à

échapper aux chocs sur l'axe de symétrie n'eurent pas le loisir d'atteindre la limite de la sphère d'activité. Dans l'enchevêtrement des trajectoires se croisant en tout sens au delà de la masse centrale, les rencontres furent à chaque

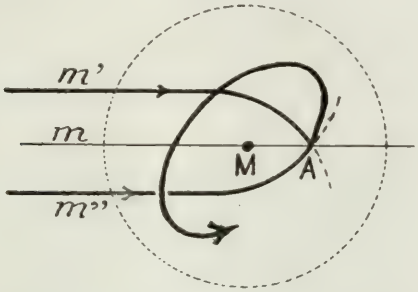


Fig. 85. — Choc sur l'axe de symétrie d'amas de masse différente. Ce cas a dû être extrêmement fréquent.

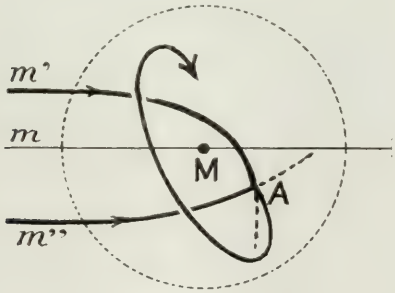


Fig. 86. — Choc entre amas en dehors de l'axe de symétrie.

instant la règle ; mais dès lors que les chocs n'avaient plus lieu sur l'axe de symétrie, les déviations se firent dans tous les sens et une infinité de cas durent se présenter. La rencontre de *masses inégales,* soit sur l'axe de symétrie, soit en dehors, dut amener des résultats analogues : toutes les fois que la vitesse résultante après le choc demeura insuffisante

pour faire franchir à la masse totale la limite de la sphère d'activité, l'incorporation au système devint fatale. Les figures 85 et 86 résument les cas les plus typiques; mais on en pourrait imaginer une infinité d'autres dans lesquels il y eut rencontres successives de plusieurs groupes inégaux,

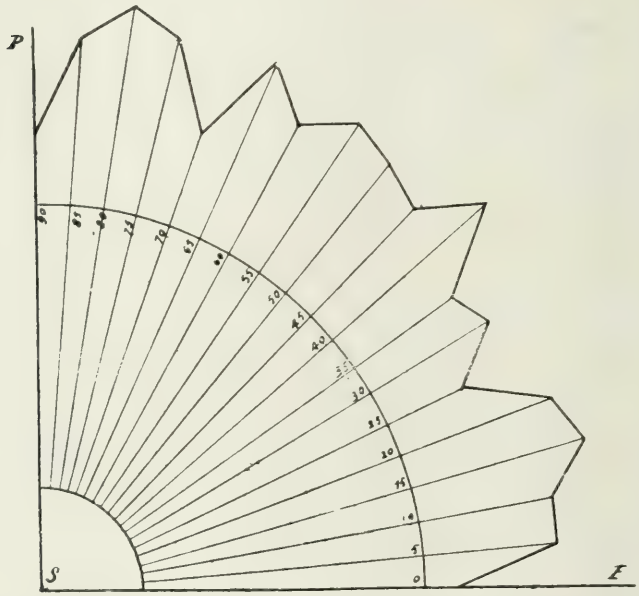


Fig. 87. — Répartition de la matière cométaire par rapport au plan de l'écliptique SE. On remarque des minima très nets au pôle et près de l'écliptique.

(Fig. extraite du *Problème solaire.*)

heurts violents entre les amas dont les trajectoires étaient déjà amorcées, les nouveaux arrivants semant le désordre dans la foule déjà compacte tournoyant autour de la masse centrale.

Dans tous les cas, les plans d'orientation des orbites décrites ont pu varier de tout en tout; les circulations se sont effectuées aussi bien dans le sens rétrograde que dans

le sens direct et l'on comprend que toutes les excentricités ont dû se produire.

Ces chocs infiniment répétés ne s'effectuaient pas d'ailleurs sans perte de force vive, donc changements et rétrécissements des trajectoires, avec précipitation plus ou moins accentuée des amas vers le centre.

Et ce fut ainsi que les météores échappés miraculeusement à la captation par les branches spiraloïdes contribuèrent largement, eux aussi, à l'accroissement de la masse nébulaire centrale.

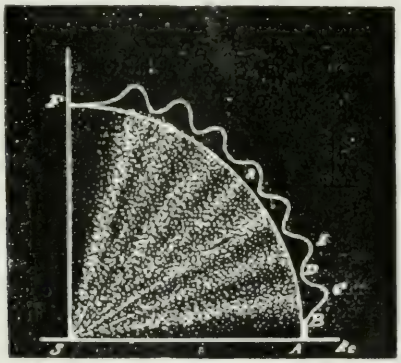


Fig. 88 indiquant le mode de répartition des matériaux dans l'ellipsoïde nébulaire, suivant des nappes diversement inclinées par rapport au plan principal SA.

Fig. extraite du *Problème solaire*.)

96. ***Répartition de la matière cométaire.*** — J'ai indiqué autrefois dans le *Problème solaire* (p. 120) la répartition de la matière cométaire dans l'espace autour du Soleil (fig. 87). Bien que mes idées aient évolué depuis, au point de vue cosmogonique, l'explication de la distribution des matériaux à l'intérieur de la masse nébulaire reste sensiblement la même. Tout d'abord, les régions voisines de l'écliptique, ou mieux du plan du maximum des aires, nous présentent très peu de comètes ; la circulation planétaire et les branches spirales ont à peu près tout balayé, et cette action

s'est fait sentir dans les plans inclinés de quelques degrés seulement.

Il y a donc eu tendance à un maximum relatif sur une nappe à inclinaison plus prononcée, puis un nouveau minimum, et ainsi de suite jusqu'aux pôles du plan de référence (fig. 88).

C'est bien d'ailleurs ce que vérifie l'observation, et la fig. 87

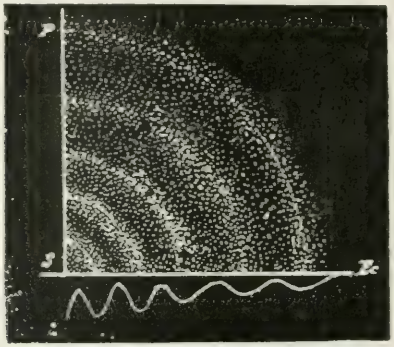


Fig. 89 montrant la répartition des matériaux par couches concentriques autour du Soleil. La courbe du bas indique la variation de densité en approchant du centre.

(Fig. extraite du *Problème solaire.*)

fait comprendre à merveille cette loi de répartition. Mais ce n'est pas tout : le même raisonnement doit pouvoir s'appliquer à la distribution des matériaux en partant du centre pour aller à la périphérie ; il a dû se créer autour du Soleil des enveloppes à densités alternativement fortes et faibles[1], groupant des amas dans des orbites voisines (fig. 89).

La combinaison de ces maxima et de ces minima relatifs a donné lieu finalement à la disposition que montre la figure 90 purement schématique.

Reste à expliquer le vide de matière cométaire aux pôles, nous y reviendrons un peu plus loin ; mais déjà nous pouvons faire remarquer l'analogie qui existe entre cette double

[1] V. Th. Moreux : *Le Problème solaire,* 1re édition, chap. v.

distribution radiale et angulaire des comètes et celle que nous montre la figure 91 relative aux astéroïdes : le mode de répartition est régi par les mêmes lois.

97. ***Comètes à courte et à longue période.*** — En ce qui concerne les comètes proprement dites, nous devons ajouter que nulle cause de condensation vers la masse

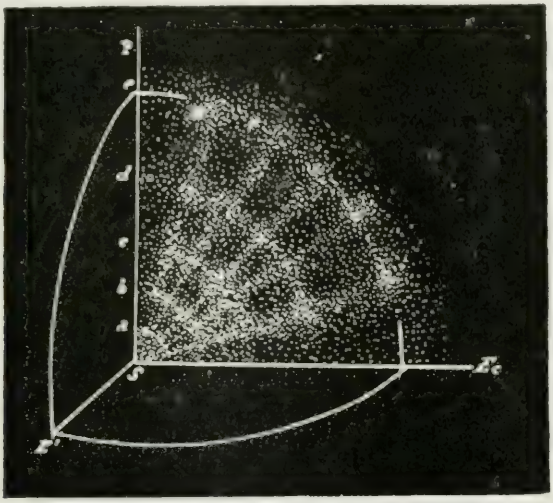


Fig. 90 montrant la répartition réelle des matériaux dans l'ellipsoïde nébulaire. Cette figure a été obtenue en combinant les figures 88 et 89. C'est la répartition des astéroïdes et des comètes dans l'espace (V. fig. 91 et 87).

interne ne fut plus énergique et plus féconde que l'aire équatoriale de la nébuleuse, où se trouvait condensé l'ensemble des amas météoriques.

Astreints à traverser deux fois, à leurs nœuds, cette partie la plus dense de la nébuleuse, la plupart des noyaux cométaires déjà formés ne le firent pas sans préjudice : beaucoup d'entre eux furent happés par le tourbillon; ceux qui parvinrent à le traverser virent tout au moins à chaque fois diminuer l'inclinaison de leurs trajectoires, prélude d'une future incorporation (V. fig. 92).

La chasse ne fut toutefois fructueuse que pour un temps. A mesure, en effet, que s'épurait le plancher de la nébuleuse, des vides apparurent entre les branches spirales; celles-ci même se tronçonnèrent; la résistance du milieu diminua et nombreux sont les amas météoriques, derniers venus sans doute, qui eurent la chance d'échapper aux pièges que n'avaient pu éviter leurs devanciers.

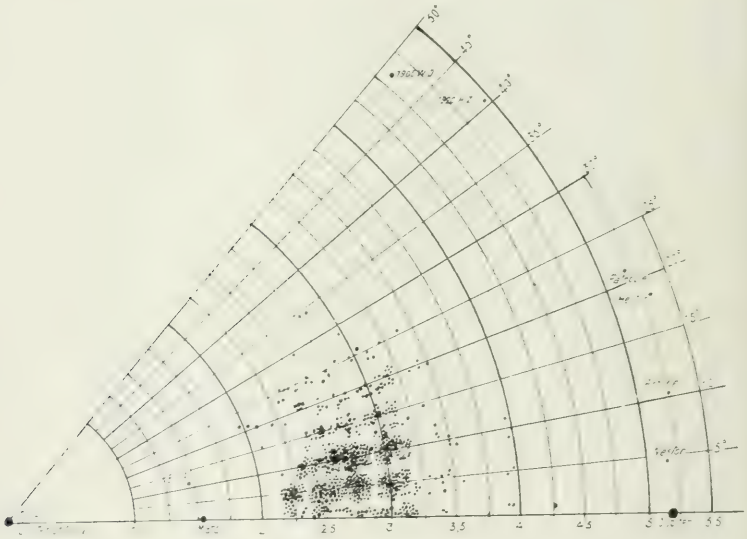


Fig. 91. — Répartition des astéroïdes autour du Soleil à rapprocher de la figure précédente : 90).

De ces météores, à capture relativement récente, dérivent directement nos comètes actuelles; leur incorporation n'a d'ailleurs cessé qu'avec la traversée du nuage cosmique, au moment d'une phase déjà avancée de notre système nébulaire.

Nous avons vu avec quelle aisance notre théorie fournit l'explication des deux circulations (directe ou rétrograde) pour les comètes; il nous reste à justifier certaines particu-

larités de mouvements constatés dans ces objets singuliers qui ont de tout temps exercé la sagacité des cosmogonistes.

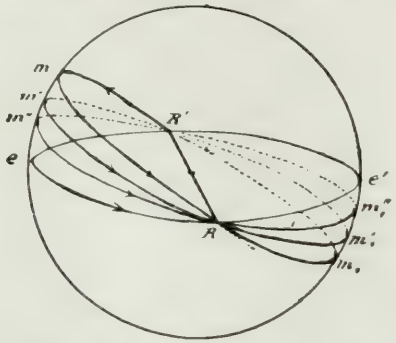


Fig. 92 montrant qu'un amas circulant dans un plan oblique R'*m*R est dévié à chaque rencontre du plan équatorial de la nébuleuse où la densité s'accroît ; les trajectoires successives tendent à rejoindre le plan *e*Re'R'

(Fig. extraite du *Problème solaire.*)

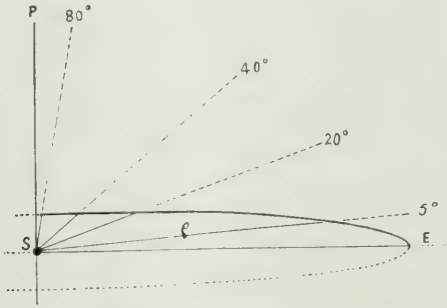


Fig. 93 montrant que le trajet parcouru par un amas cométaire, et représenté ici par le demi-grand axe ρ de l'orbite, diminue dans l'intérieur de l'ellipsoïde nébulaire à mesure qu'augmente l'inclinaison.

Considérons l'ellipsoïde de révolution très aplati représentant la forme enveloppe de notre nébuleuse, et soient quelques comètes circulant autour du Soleil avec des inclinaisons variées. Il est facile de se rendre compte, sans calcul, que la longueur du trajet parcouru au sein de ce milieu

résistant dut diminuer très rapidement à mesure qu'augmentait l'inclinaison (fig. 93).

Notre nébuleuse ayant une épaisseur 10 fois moindre que son diamètre, par exemple[1], nous voyons immédiatement que si la longueur de la traversée est représentée par 10 sur le plan de l'écliptique, celle-ci est réduite à l'unité lorsque la comète offre une inclinaison de son orbite égale à 90 degrés.

Ici, nous supposons évidemment des excentricités de même valeur; mais la cause invoquée se fait toujours plus ou moins sentir, quelle que soit la nature des trajectoires.

Dans l'exemple précédent, nous voyons que la traversée, supposée de 10 sur l'écliptique, n'est diminuée que de 2 unités avec une inclinaison de 5 degrés, mais est réduite à 3 environ, si nous passons à 20 degrés; elle n'est plus que de 1,5 à 40 degrés et enfin elle dépasse à peine l'unité à 80 degrés.

Le Tableau suivant donne les valeurs exactes du vecteur ρ, issu de S, pour une inclinaison donnée :

INCLINAISON	VALEUR DE ρ	INCLINAISON	VALEUR DE ρ
0°	10,00	40°	1,54
5	7,56	50	1,31
10	5,10	60	1,16
15	3,64	70	1,05
20	2,82	80	1,005
30	1,97	90	1,000

On voit, en résumé, que la traversée, déjà réduite au 1/5 de sa valeur à 30 degrés, ne varie plus sensiblement à partir de 50 degrés d'inclinaison; mais il est juste d'ajouter que, par compensation, les corps circulant dans ces conditions se sont trouvés en contact avec les couches les plus denses, celles voisines des régions centrales.

[1] V. n° 75, p. 172, et fig. 67.

Planche IX

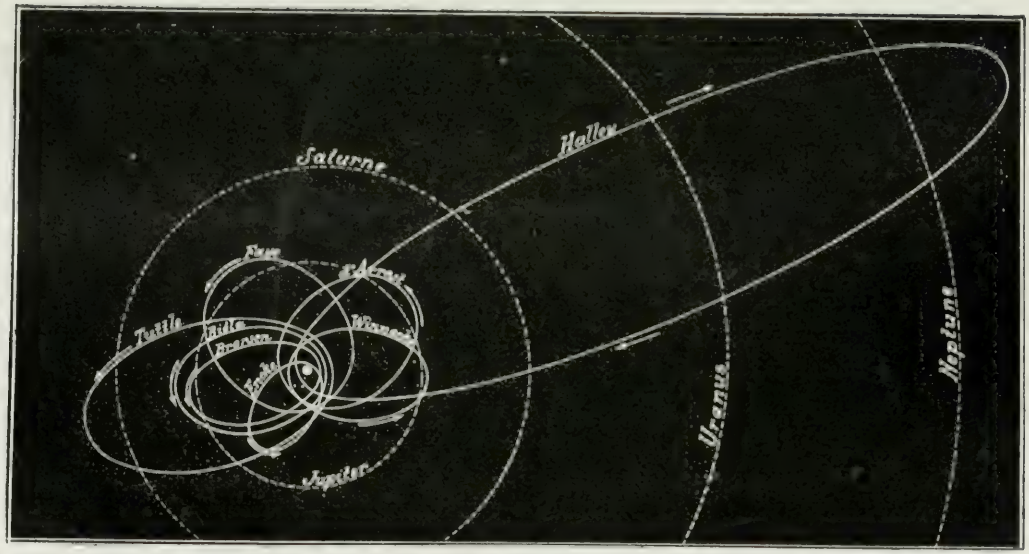


Fig. 94. — Orbites de quelques comètes périodiques jusqu'à Neptune.

Il suit de ces remarques nouvelles que les comètes à courte période doivent augmenter en nombre à mesure que nous approchons des faibles inclinaisons ; c'est bien d'ailleurs ce que confirme l'observation ; obligées en effet à tourner dans un milieu résistant, leur grand axe a diminué comme leur excentricité (V. n°s 32 et 35 et fig. 95).

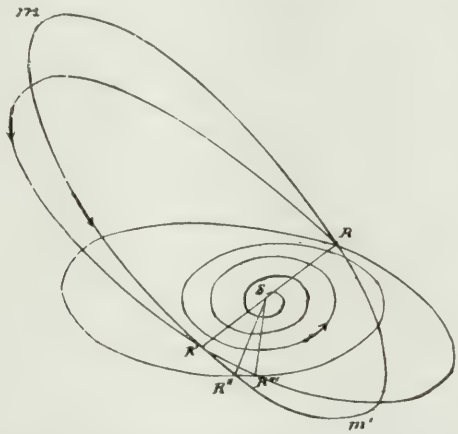


Fig. 95 montrant les trajectoires successives parcourues autour du Soleil S par un amas décrivant primitivement une orbite dans un plan oblique. L'inclinaison du plan R*m*R′ diminue peu à peu.

Mais tandis que ce milieu résistant à mouvement direct favorisait, jusqu'à un certain point, les comètes tournant dans le même sens que lui, il tendait sans cesse, en raison des chocs, à supprimer celles qui, pénétrant dans ces régions, étaient animées d'un mouvement rétrograde, et l'on comprend que cette tendance diminuait d'autant plus qu'augmentait l'inclinaison.

Consultons nos Tableaux, nous allons vérifier toutes ces remarques : Sur les 19 comètes périodiques, dites de la famille de Jupiter, 2 seulement ont une inclinaison inférieure à 4 degrés, celles-là doivent être de formation récente ; ou bien ce sont les perturbations qui les ont jetées

sur des orbites aussi voisines du plan du maximum des aires, car, d'une façon générale, les branches spiraloïdes ont tout balayé sur leur passage. L'ensemble de ces comètes à courte période nous donne 14 degrés, comme inclinaison moyenne ; toutes sont directes (fig. 94 et 96, pl. IX et X).

En étendant notre champ d'investigation jusqu'à une distance aphélie un peu supérieure à celle de Neptune, nous découvrons 9 comètes dont la moyenne des inclinaisons atteint 41 degrés et, déjà, 2 sont rétrogrades.

Pour les 22 qui suivent et dont les aphélies s'étagent entre 48 et 205 unités astronomiques, soit 7 fois environ la distance de Neptune au Soleil, la moyenne des inclinaisons passe à 52 degrés.

Nous pouvons constater, cette fois, que la loi du sens de circulation s'affirme de plus en plus ; un tiers, en effet, de ces comètes sont rétrogrades, et la proportion augmenterait si notre statistique portait sur les comètes plus voisines des hautes latitudes.

Les inclinaisons de 90 degrés ou proches de cet angle sont, avons-nous dit, peu nombreuses. D'où provient une telle particularité que personne n'a encore expliquée? D'une cause, au demeurant, assez facile à concevoir dans notre théorie : Imaginez des ellipses identiques dont les plans perpendiculaires à l'écliptique soient orientés dans toutes les directions ; supposez maintenant toutes ces orbites parcourues par des corps tournant indifféremment dans le sens direct ou dans le sens rétrograde : les chocs auront nécessairement lieu au pôle même, c'est-à-dire au point commun de croisement et finalement les matériaux seront précipités vers le centre ; le maximum d'effet se fait sentir aux deux pôles, où aucune circulation ne devient possible. Dès qu'on s'éloigne de ces points, les aphélies se répartissent sur des cercles parallèles d'autant plus grands qu'on approche davantage de l'écliptique ; la gêne dans la circulation disparaît donc de plus en plus.

Ainsi s'évanouissent une à une les singularités que semblaient présenter les comètes. La genèse de ces astres va

Fig. 96. — Comète Borelly (15 Août 1903).
(Dessin de l'Abbé Moreux, pris à l'Observatoire de Bourges.)

nous permettre maintenant de mieux comprendre la formation des astéroïdes auxquels elles s'apparentent; mais avant d'aborder cette nouvelle étude, nous ne saurions passer sous silence une cause d'excentricité qui est loin d'être négligeable pour le monde cométaire.

Il n'est pas invraisemblable de supposer qu'un grand nombre de comètes, surtout celles à longue période, moins sujettes par conséquent aux perturbations de la part des planètes dont elles n'approchaient que rarement, de supposer, dis-je, que de telles comètes ont pris naissance au début même de la formation de notre nébuleuse; mais alors il nous faut admettre qu'en ces temps reculés, la masse centrale était plus faible qu'aujourd'hui.

Elle s'est grossie, depuis, de tous les météores captés, et nous avons vu que dans ces conditions (n° 40) l'excentricité a dû s'accroître régulièrement au cours de l'évolution nébulaire.

98. ***Origine et formation des astéroïdes.*** — L'impossibilité pour les branches spirales de la nébuleuse de provoquer une cassure entre Jupiter et Mars explique facilement, nous l'avons vu (n° 63), l'absence d'une grosse planète à la distance 2,8.

Arrivés en cet endroit, les matériaux ont eu tendance à glisser vers le centre par des spires plus ou moins pressées. Toutefois, dans cette sorte de couronne plate, de petites agglomérations, que prévoyait la théorie de Maxwell, ont pu se produire.

Mais, notons-le, ces formations ne pouvaient dès lors s'effectuer que sur le plan du maximum des aires, tout au moins dans son voisinage immédiat; et l'observation va nous montrer tout le contraire. Distribués avec parcimonie aux abords de l'écliptique, nos astéroïdes, comme l'indiquent les figures 72 et 73, semblent plutôt se complaire entre les plans inclinés de 3 à 12 degrés, sans compter les nombreuses petites planètes dont les orbites ont des inclinaisons notablement supérieures.

On avait bien dit autrefois que la moyenne des inclinaisons était de 8 degrés; mais ce chiffre était basé sur des statistiques déjà anciennes; il y aurait lieu de refaire les calculs, besogne, au reste, fort délicate et qui, en raison des perturbations, ne paraît guère susceptible de précision.

Une évaluation sommaire, dans laquelle j'ai tenu compte des annexions récentes, m'a donné pour l'inclinaison moyenne de l'ensemble un nombre un peu plus élevé et très voisin de 11 degrés.

Et puis, le chiffre exact importe peu; l'ordre de grandeur seul offre ici quelque intérêt, et de toute façon nous ne pouvons échapper à cette conclusion qu'étant donné la forte inclinaison de l'ensemble du groupe des astéroïdes, nous nous trouvons en face d'une cause générale qu'il nous faut découvrir si nous voulons expliquer une aussi singulière répartition.

Cette cause, vous allez l'entrevoir en vous reportant à la figure 25 : elle réside entièrement dans la présence autour de la masse centrale du petit ellipsoïde de révolution qui prolongeait cette masse et formait une condensation distincte de la grande nébuleuse. Nous avons vu (n° 59) par quel mécanisme les deux ellipsoïdes, très inclinés l'un par rapport à l'autre au début, ont sans cesse tendu, par un mouvement de bascule de l'équateur solaire, à rapprocher leurs axes. L'angle que formaient entre eux les deux plans équatoriaux était encore d'une dizaine de degrés au moment de la naissance de Jupiter, et il est tout à fait vraisemblable de croire que le mouvement, amorcé depuis l'origine, s'est continué lentement jusqu'à la fin de la condensation.

A l'époque où Mars prenait forme, notre ellipsoïde intérieur EE' (représenté en coupe sur la figure 97) avait vu son plan équatorial s'abaisser jusqu'à 8 degrés environ du plan général de la nébuleuse, ou plan du maximum des aires MM'.

Et maintenant tout s'explique : la circulation des météores, très nombreux dans l'ellipsoïde intérieur, ne pouvait s'effectuer au voisinage des pôles pour une raison analogue

à celle qui en a supprimé les comètes. Des amas n'ont donc pu circuler que dans les secteurs voisins du plan équatorial EE'. Remarquons en outre que ceux dont l'orbite était égale ou inférieure à celle de Mars sont venus grossir, à leurs nœuds, les portions des branches spiraloïdes attachées au Soleil. Seuls ceux qui circulaient dans le vide relatif Mars-Jupiter ont eu quelque chance de subsister et ont formé nos

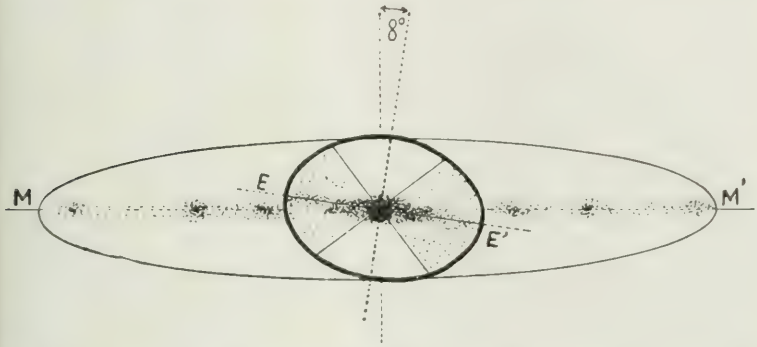


Fig. 97. — Positions réciproques des deux ellipsoïdes de condensation au moment de la formation des petites planètes. MM', plan principal du grand ellipsoïde de la nébuleuse ; EE', plan principal du petit ellipsoïde intérieur qui bascule peu à peu ; les secteurs ombrés sont ceux où prennent naissance les astéroïdes.

astéroïdes actuels. Le mouvement de bascule de l'ellipsoïde EE' n'a pu que favoriser la genèse de ces petits corps, et ici, comme pour les comètes périodiques, on conçoit fort bien que les grandes inclinaisons soient associées aux fortes excentricités.

Pour privilégiée qu'ait été la zone comprise entre Mars et Jupiter au point de vue de la formation des petites planètes, et en raison des circonstances envisagées, il semble bien toutefois qu'elle n'ait pas été seule à fournir une poussière de mondicules tournoyant autour du Soleil. L'observation montre en effet qu'il existe des astéroïdes épars en dehors de cette zone et sur ses confins; mais la théorie permet de

prévoir la formation de corps semblables beaucoup plus loin et beaucoup plus près de la masse centrale, dans les vides relatifs laissés entre les amas destinés aux grosses planètes.

Malheureusement ces astéroïdes sont si éloignés et si difficiles à saisir, qu'il nous faudra peut-être attendre longtemps encore avant que nos plaques photographiques puissent en déceler la présence.

Ces considérations éclairent aussi d'un jour nouveau le fait que certaines comètes périodiques ont leurs aphélies dans un rayon voisin de quelques distances planétaires. Supposons en effet une comète pénétrant autrefois à l'intérieur du petit ellipsoïde central : la densité d'un tel milieu aura vite fait d'agir sur la trajectoire, de réduire le grand axe et l'excentricité. Dès lors, ou bien l'astre imprudent sera pris au piège et sera précipité vers le Soleil, ou bien, s'il subsiste, ce ne sera que pour circuler sur les bords de l'ellipsoïde, où la faible densité du milieu atténue la résistance. C'est là sans doute qu'il faut chercher la raison de ces comètes à courte période surtout nombreuses au voisinage de Jupiter, précisément aux confins de la zone où la formation des astéroïdes a eu son maximum d'effet. La grosse planète n'est probablement pour rien dans l'accumulation des comètes au-dessus de son orbite ; car, encore une fois, si nous comprenons à la rigueur son action sur celles dont les inclinaisons sont faibles, celle-ci devient tout à fait imaginaire pour les astres dont les plans de circulation atteignent ou dépassent 30 degrés d'inclinaison.

Ces contradictions disparaissent dans notre théorie et l'on conçoit même comment il se fait que la comète de Tuttle, avec son inclinaison de 55°, a vu son aphélie s'arrêter exactement au-dessus du groupe jovien, auquel personne n'a encore eu l'idée de l'associer. (Se reporter à la figure 78.)

99. ***Étoiles filantes et lumière zodiacale.*** — La genèse des étoiles filantes, telle qu'elle résulte des travaux récents, exposés au chapitre VII (2e partie), s'accorde admirablement avec ma théorie cosmogonique : elle résulte, en dernière ana-

lyse, de la désagrégation des noyaux cométaires, et tout le problème consiste à l'heure actuelle à imaginer le mécanisme ayant permis aux comètes de se former dans l'espace ; c'est ce que nous verrons au paragraphe suivant.

Terminons par quelques mots sur la lumière zodiacale. Celle-ci, le lecteur l'a déjà pressenti, est tout ce qui reste

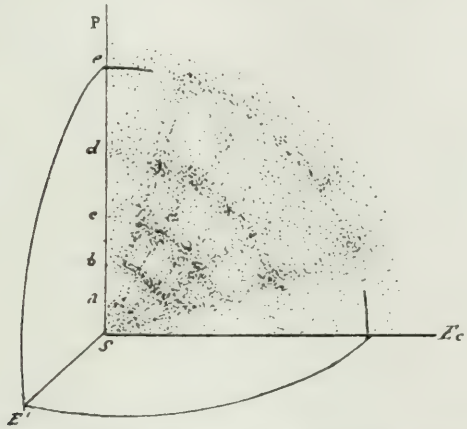


Fig. 98. — Alternance des couches à faible et à forte densité autour du Soleil.

de ce fameux ellipsoïde central dont les dimensions ont diminué avec le temps. A l'heure actuelle, tout l'ensemble forme une immense lentille biconvexe très aplatie et dont les bords s'étendent probablement un peu plus loin que la Terre. Les météores circulant dans son sein, tous de petites dimensions, pourraient fort bien manifester leur présence par ces étoiles filantes sporadiques que signalent à chaque instant les observateurs, et qui paraissent ne se rattacher à aucun essaim caractérisé.

La distribution autour du Soleil des particules de la lumière zodiacale semble soumise aux mêmes lois que celles qui régissent la répartition de la matière cométaire et asté-

roïdale. Nous devons y rencontrer des couches à densités alternativement fortes et faibles, dont l'effet peut se faire sentir sur la condensation du Soleil (fig. 98). Depuis que j'ai émis ces idées pour la première fois dans le *Problème solaire*[1], j'ai été amené à les modifier quelque peu; elles sont exposées dans un volume plus récent : *Où en est l'Astronomie*. Je me permets d'y renvoyer le lecteur[2].

En tout cas, et je maintiens cette affirmation, c'est dans la condensation du milieu entourant le Soleil qu'il faut chercher l'explication de la loi particulière de rotation de notre astre central. La lumière zodiacale doit, d'après mes vues, en se condensant, donner lieu à la couronne extérieure du Soleil, visible pendant les éclipses totales. Cette sorte de milieu poussiéreux se combine avec les matériaux éjectés par les protubérances et aussi par la pression de radiation et contribue à l'alimentation continuelle de la chute des météores à la surface de l'astre; l'effet maximum a lieu dans les régions équatoriales qui, de ce fait, tournent plus rapidement que les portions de la photosphère situées dans les latitudes plus élevées.

Dans ces conditions, nous devrions constater une orientation très nette de la couronne extérieure, non sur l'écliptique, mais sur l'équateur solaire. Malheureusement, les données sont peu nombreuses et c'est pour corroborer ces idées qu'en 1905, au cours d'une mission dont m'avait chargé le Bureau des Longitudes pour étudier l'éclipse totale du 30 Août visible en Tunisie, je résolus de tenter la photographie de cette fameuse couronne extérieure. Les résultats obtenus avec des objectifs très lumineux (f : 4,3), sur des plaques 18 × 24 rapides, ont dépassé mes espérances. Les courbes isophotiques ont délimité très nettement dans le ciel une sorte d'ellipsoïde plus ou moins déformé dont le grand axe s'étendait sur un espace 24 fois supérieur au diamètre

[1] V. chap. v, 1re édition.

[2] Th. Moreux : *Où en est l'Astronomie*, ch. I (Gauthier-Villars, Paris, 1920).

lunaire (fig. 99). La position du Soleil était dissymétrique par rapport à l'ensemble. Le grand axe de l'ellipsoïde mesurait 13°7′ et le petit axe 7°49′; la couronne enfin s'étendait davantage à l'Ouest et au Nord, qu'à l'Est et au Sud[1].

Ce jour-là, l'équateur solaire se projetait presque sur

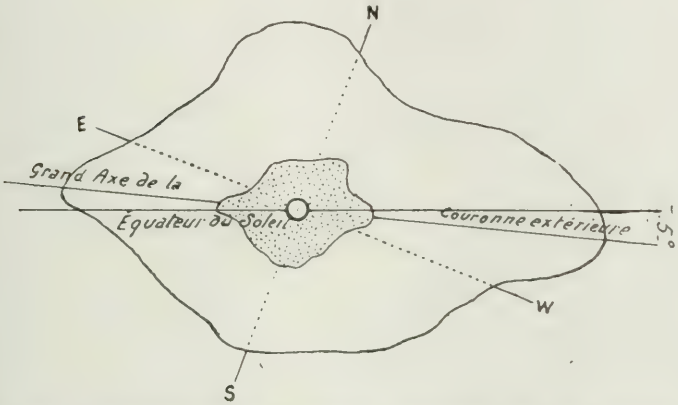


Fig. 99. — Délimitation de la couronne extérieure du Soleil, d'après les clichés de la Mission Moreux pris au cours de l'Éclipse totale de 1905; la couronne intérieure plus dense est en pointillé.

l'écliptique. Eh bien! l'axe de la couronne extérieure ne se confondait ni avec l'un, ni avec l'autre; il était penché sur l'équateur du Soleil d'environ 5 degrés et semblait plutôt continuer la lumière zodiacale. Ce chiffre de 5 degrés s'accorde trop bien, en effet, avec les observations anciennes de Heis (V. fig. 84) et les miennes, plus récentes, pour que le doute puisse subsister.

Ainsi, non seulement tout nous porte à croire que la couronne extérieure du Soleil n'est que la continuation de la lumière zodiacale, mais nous pouvons affirmer que cette dernière a son grand axe sur un plan incliné de 4 ou 5 degrés

[1] V. dans *Rev. des Quest. scient.*, *L'Éclipse totale de Soleil du 30 Août 1905*, n° de Janvier 1906, p. 277, et *Bull. Soc. Astr. de Fr.*, Nov. 1905, p. 476.

seulement sur l'écliptique. Cela résulte probablement de la fusion des deux ellipsoïdes déjà considérés ; celui qui s'étendait dans le plan du maximum des aires et l'ellipsoïde intérieur orienté autrefois suivant l'équateur du Soleil.

Donc, à ne regarder que le point de vue mécanique et cosmogonique, rien ne s'oppose à l'identité des météores cosmiques. Les amas du début se seraient agglomérés en masses plus ou moins grosses pour former des comètes ; celles-ci, en se désagrégeant, auraient donné naissance aux essaims d'étoiles filantes et aux bolides. Quant aux astéroïdes, ils auraient été formés des mêmes matériaux, mais dans un milieu plus dense, et représenteraient un type de transition entre les grosses planètes et les météores.

Ces vues théoriques, on le sent, auraient besoin toutefois d'être étayées sur d'autres preuves d'ordre expérimental. Il nous faut donc maintenant rassembler toutes les données que la science met actuellement à notre disposition sur ces corps quelque peu mystérieux et rechercher s'il existe entre les comètes, les bolides et les étoiles filantes un véritable lien de parenté physique.

100. ***La genèse physique et chimique des météores cosmiques.*** — Nous allons commencer notre examen par les bolides ou météorites. Nous avons là une matière tangible que le chimiste peut peser et analyser dans son laboratoire. A l'heure actuelle, nous possédons dans nos collections bien près de 300 échantillons authentiques, et il faut bien se garder de tabler sur des masses de fer souvent recueillies après coup, comme la météorite de Caille trouvée en 1876 à la porte de l'église de cette localité, ou comme celle de Pallas ramenée de Sibérie et que les Tartares considéraient comme une relique sacrée, tombée du ciel à une époque qui se perd dans la nuit des temps.

Rien, dans les météorites qu'on a vu tomber, ne décèle une origine extra-terrestre, et c'est pourquoi il faut être très difficile sur les preuves d'authenticité.

Il existe une telle variété de ces pierres, que chaque chute en crée le plus souvent une nouvelle. Cependant, au premier abord, on est tenté de les répartir en deux classes; car tantôt les météorites paraissent de nature pierreuse et tantôt elles semblent purement métalliques. Mais, en y regardant de plus près, on ne tarde pas à s'apercevoir qu'entre ces deux genres, il y a toute une gamme à degrés insensibles. Le mieux est donc de rejeter toute sorte de classification et de rechercher les substances que renferment ces corps célestes.

Nous allons énumérer ces dernières dans l'ordre décroissant de leur importance.

Toutes les météorites contiennent du fer, souvent à l'état natif ou à l'état de sulfure; les météorites pierreuses le possèdent à l'état oxydé.

Puis vient le magnésium, généralement sous forme de silicate, parfois à l'état de phosphure.

Silicium et oxygène y sont en grande abondance.

Le nickel et le chrome accompagnent souvent le fer; le cobalt n'est guère plus rare que les deux substances précédentes. Viennent ensuite le manganèse, le titane, l'étain et le cuivre. L'aluminium, le potassium, le sodium et le calcium s'y remarquent aussi sous forme de silicates. Enfin, l'arsenic, le phosphore, l'azote, le soufre, le chlore, le carbone, l'hydrogène, l'argon et l'hélium, en combinaisons variées, complètent la liste précédente.

En résumé, les trois corps prédominants sur notre globe, fer, silicium, oxygène, sont ceux que nous retrouvons le plus abondamment dans les météorites, et ceci prouve déjà qu'il n'y a pas deux chimies différentes dans le grand laboratoire de l'Univers.

Autre constatation de première valeur : rien, dans les météorites, qui ressemble aux matériaux de nos terrains stratifiés; ni calcaires, ni roches arénacées ou fossilifères rappelant l'action des océans ou la présence de la vie.

D'une manière plus générale, si l'on compare les météorites aux roches terrestres non stratifiées formant les assises

des terrains sédimentaires, on constate là encore des différences essentielles : ni granit, ni gneiss, ni mica, ni quartz, ni tourmaline.

La ressemblance ne commence que si nous allons chercher des matériaux dans ces régions profondes de la Terre dites infragranitiques; dans les roches silicatées basiques, dans les laves où nous retrouvons du pyroxène, du feldspath anorthite, propres à certaines météorites; dans ces basaltes ou ces trachytes qui sont remontés des entrailles terrestres riches en minerai natif[1].

Ces considérations sont bien propres déjà à exclure toute idée de rupture d'une ancienne planète, dont les bolides seraient les débris. Quel singulier hasard, en effet, aurait présidé à la distribution des morceaux d'un monde analogue au nôtre, et dont nous n'aurions reçu que des échantillons provenant de l'intérieur !

Il reste donc au chimiste et au géologue à nous dire comment s'est opérée la formation des corps trouvés dans les météorites. Tout le monde paraît d'accord pour affirmer que nous ne sommes pas en présence de bombes vomies par des volcans, et nous avons vu que c'est précisément la raison pour laquelle M. Belot avait imaginé un volcanisme *hydrique*, stratagème bien puéril pour éluder une telle difficulté. D'autres, comme M. Stanislas Meunier, pensent que ces échantillons célestes n'ont jamais été fondus. Je veux bien le croire ; cependant il est bon de remarquer que si nos météorites sont des débris de comètes, certaines d'entre elles ont dû subir des températures énormes. Cela résulte en effet des chocs occasionnés par les grandes vitesses dont les matériaux cométaires sont animés sur leurs trajectoires et aussi du fait qu'à leur périhélie, un grand nombre de comètes approchent fort près du Soleil. N'a-t-on pas vu la belle comète de 1843 traverser dans ces conditions la couronne solaire? Le 29 Février en effet, l'astre contourna le Soleil à la vitesse de 550 kilomètres à la seconde, décri-

[1] V. Daubrée : *Ét. synth. de Géologie expérimentale* et *Les météorites et la constitution du globe terrestre.*

vant un arc de 180° en 2 heures 11 minutes ; la plus proche distance du centre du noyau à la surface solaire atteignit tout juste 171 000 kilomètres, tandis que les particules situées sur les bords extrêmes frôlèrent la chromosphère à moins de 40 000 kilomètres.

On comprend, dès lors, les températures élevées auxquelles sont parfois soumis ces astres errants dont une partie de la masse est fondue et volatilisée. Et nous aurions ainsi l'explication de cette sorte de métamorphisme remarqué dans les météorites. Réduites à l'état de vapeurs, certaines substances auraient injecté les interstices et les fissures des blocs ayant résisté à la fusion complète, et c'est ainsi que se seraient déposés à l'intérieur ces grains de graphite ou de carbone cristallisé ressemblant à de minuscules diamants noirs.

On a objecté à cette manière de voir le fait que dans des astres à masse aussi faible que celle des comètes, dont les plus importantes ne dépassent pas la cent-millième partie de la Terre, les pressions ne sauraient atteindre celles que suppose la formation du diamant. Mais ici, nous marchons sur un terrain tout à fait inconsistant. Sommes-nous sûrs que ces fortes pressions soient nécessaires pour agglomérer les atomes du carbone ? M. Moissan l'a prétendu ; mais nous avons vu, en 1908, M. de Boismenu réaliser la solidification de cette substance à l'aide de carbures, par le four électrique et sans pressions inusitées[1].

Et lorsqu'on nous parle de métamorphisme, il faudrait s'entendre sur la signification de ce mot magique : l'unanimité est loin d'être faite à ce sujet parmi les géologues, et c'est un de leurs plus célèbres représentants, M. Termier, qui nous l'affirme. Après avoir montré qu'à toutes les époques, les séries sédimentaires ont pu fournir des roches cristallophylliennes, l'éminent géologue ajoute : « Mais dès qu'on veut savoir quel est le processus et ce que c'est que le métamorphisme, on est prodigieusement embarrassé et

[1] V. E. de Boismenu : *Fabrication synthétique du diamant*, Paris, B. Tignol, éditeur.

l'on voit naître et se heurter des opinions fort diverses[1] ». Un peu plus loin, M. Termier esquisse sa théorie personnelle et fait intervenir les hautes températures provoquant des colonnes filtrantes de vapeurs; d'où échanges chimiques, fusion plus ou moins complète des substances atteintes et parfois métamorphisme incomplet. A la lumière de ces vues nouvelles, le métamorphisme constaté dans les pierres tombées du ciel cesserait d'être le phénomène mystérieux qui avait laissé supposer tout un ensemble géologique (fig. 100, pl. XI).

Maintenant, si nous considérons que, malgré sa petitesse, le noyau d'une comète de moyenne grandeur correspond encore, comme masse, à une sphère d'acier de 160 kilomètres de diamètre, il paraîtra moins étonnant qu'un morceau d'une telle comète, nous arrivant sous forme de bolide, puisse, dans sa structure intérieure, nous montrer des indices de fortes pressions.

D'autre part, quelle est la composition chimique des comètes? Je parle des parties lumineuses qui brillent par elles-mêmes et non des morceaux solides composant le noyau et la tête. Dès que l'astre pénètre dans nos parages, les gaz dont le noyau est entouré augmentent en volume, deviennent lumineux, et nous pouvons en fixer le spectre; un peu plus près du Soleil, l'émission s'accroît et il est vraisemblable de croire qu'à ce moment elle s'augmente encore des gaz occlus dans la masse.

N'est-ce pas ce qui se passe dans nos laboratoires lorsque nous soumettons nos aérolithes à de hautes températures? Eh bien! des deux côtés le résultat paraît être le même. Comme pour les météorites, nous constatons dans le spectre des comètes les raies du sodium, du magnésium et du fer; le carbone s'y trouve aussi en grande quantité, non sous forme d'hydrocarbures, comme on le croyait il y a quelques

[1] P. Termier : *Les grandes Énigmes de la Géologie*, dans *Rev. des Quest. scient.*, Janv. 1920, p. 69.

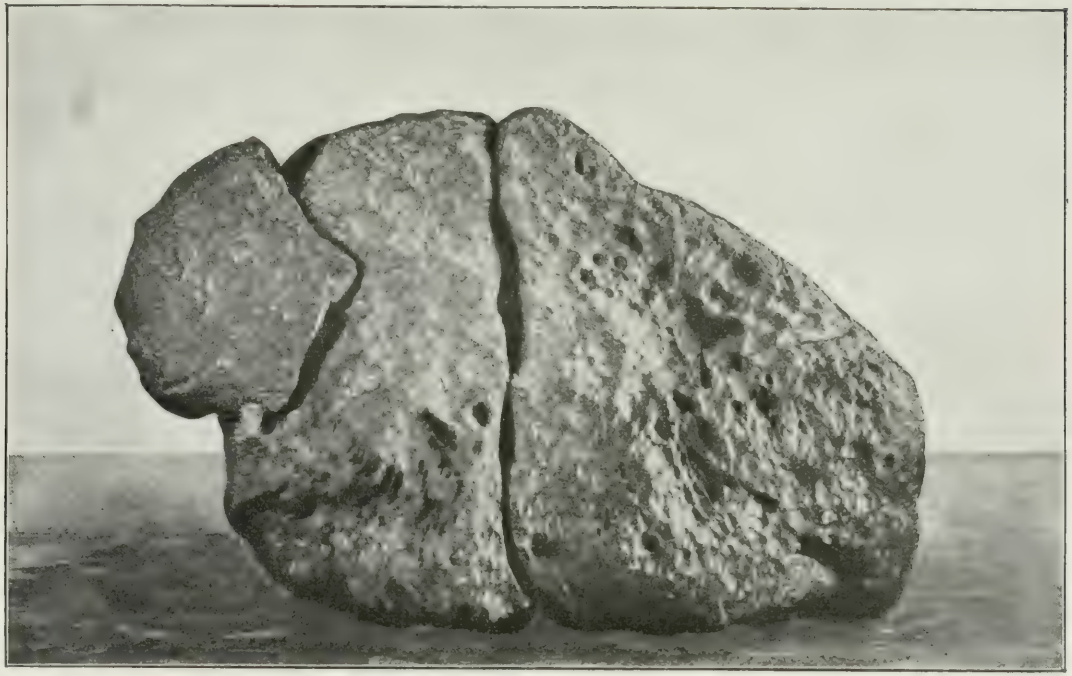


Fig. 100. — Météorite de Knyahinga, tombée en Hongrie le 9 Juin 1866.
C'est le plus gros bloc authentique tombé du ciel ; il pèse 294 kilogrammes.

années, mais plutôt à l'état de composés oxygénés[1]. Le cyanogène ou quelque chose d'analogue et le carbone ne paraissent guère se rencontrer en dehors du noyau, tandis que l'azote à basse pression et le carbone se montrent aussi bien dans la queue que dans la tête.

Et c'est précisément ce que nous voyons lorsque nous chauffons nos météorites. Les gaz les plus légers s'en vont les premiers ; il y a d'abord production d'hydrogène et aussi d'hélium ; puis vient la gamme complète des autres substances.

L'identité se poursuit dans le domaine à peine exploré des étoiles filantes ; les quelques données réunies jusqu'à ce jour montrent dans ces corps aux lueurs fugitives la présence du sodium, du magnésium, en même temps qu'un grand nombre de raies non encore dûment identifiées nous avertissent que nous avons affaire à des composés complexes du carbone. Quant au substratum même de ces corpuscules, nous le retrouvons souvent au sommet des montagnes, sur la couche neigeuse ; il est toujours représenté par des poussières métalliques contenant, comme nos météorites, principalement du fer magnétique oxydé, du nickel et même du cobalt.

Ainsi, de quelque côté que nous envisagions la question, il reste établi qu'il existe un réel degré de parenté entre les comètes, les météorites et les étoiles filantes, et nous ne pouvons dès lors échapper aux conclusions suivantes :

1° Ou bien les étoiles filantes, par une lente agrégation, ont contribué à former les blocs cométaires, comme les météorites ;

2° Ou bien elles représentent à nos yeux, soit des noyaux cométaires fragmentés, soit des poussières produites au cours des collisions entre les parties constituantes de ces mêmes noyaux.

Au reste, les deux hypothèses ne s'excluent nullement ; mais la première seule, remarquons-le, est de nature à

[1] *Bull. Soc. Astr. de Fr.*, Févr. 1912, p. 59.

épuiser le sujet. Bon gré, mal gré, nous sommes ramenés à la question irritante de l'origine et de l'évolution de la substance matérielle.

Sans vouloir prétendre donner une réponse définitive à cette énigme redoutable, qu'il me soit permis de jeter dans le débat quelques idées inspirées par le sujet même de ce chapitre.

Tout d'abord, il n'est pas invraisemblable de croire que la poussière dont étaient formés au début nos amas de météores, aussi bien que les nuages de matière cosmique épars dans la Voie lactée, autour de certaines nébuleuses et en d'autres endroits du ciel, que cette poussière, dis-je, devait et doit encore ressembler aux étoiles filantes bombardant journellement notre atmosphère par millions. Toute la question reviendrait donc à rechercher comment cette poussière a pris naissance.

Examinons certaines météorites; peut-être allons-nous entrevoir le mystérieux mécanisme de cette formation. Nordenskiold, qui avait beaucoup étudié la structure des aérolithes, nous affirma que la plupart de ces corps « consistent en un tissu extrêmement fin de divers alliages métalliques. La masse du fer météorique est si poreuse, qu'elle s'oxyde au contact de l'air comme une éponge de fer...

« Tout semble indiquer que ces masses de fer cosmique se sont constituées dans les espaces célestes : les atomes de fer, de nickel, de phosphore, etc., se sont ajoutés à d'autres atomes, à peu près comme dans une solution métallique le courant galvanique sépare atome après atome en le précipitant. La plupart des météorites pierreuses montrent les mêmes caractères. La pierre est souvent, — sauf pour l'enveloppe extérieure, fondue comme un laitier, — si poreuse et si peu compacte, qu'elle pourrait servir de pierre filtrante et qu'elle s'écrase aisément sous la pression des doigts[1]. »

Dans certains cas, on a l'impression d'une formation lente de cristaux dans un milieu homogène et non agité; tels ces

[1] Cité par Svante Arrhénius, dans l'*Évolution des Mondes*, p. 119.

beaux échantillons s'accroissant régulièrement dans une solution saline. Dans certaines météorites ferrugineuses, on découvre au microscope de magnifiques cristaux octaédriques dont l'assemblage forme encore un cristal de même forme, au point qu'on pourrait croire à une création artificielle due à quelque habile chimiste travaillant dans son laboratoire[1].

Ainsi, dès l'origine, nos météores auraient pu prendre naissance dans un milieu froid, sous l'empire de l'attraction gravitique ou électrique mutuelle des atomes ou des molécules. Les chocs et la chaleur, intervenant plus tard, auraient amené des fusions partielles entre constituants qui sont volatilisables à des températures relativement basses, tels le magnésium, le manganèse, le fer et le sodium.

Les météores plus gros auraient formé les noyaux de nos comètes dont les météorites peuvent être aussi bien parties constituantes que détachées. Résidus des désagrégations cométaires, les étoiles filantes pourraient provenir, soit de la pulvérisation des matériaux voués à de fréquentes collisions, soit de la reconstitution de météores plus petits provenant des substances expulsées des noyaux par la pression de radiation qui provoque la formation de la chevelure et de la queue.

Un brassage plus intime de tous ces météores amenant une fusion complète des éléments d'abord, puis une nouvelle phase gazeuse, aurait caractérisé les premiers stades de l'évolution solaire et planétaire. Nés dans les régions centrales déjà fortement condensées, nos astéroïdes se distingueraient des comètes par leurs masses plus compactes, plus agglomérées ; mais, en raison de leur faible volume, ils auraient évolué plus vite que les grosses planètes et auraient tôt perdu leur atmosphère, à l'instar de la Lune et de quelques autres satellites.

Telle est, résumée à grands traits, la façon dont j'imagine

[1] V. Th. Moreux : *Sur l'Origine et l'Évolution des Météores*, dans *Revue du Ciel*, Déc. 1919 et Avril 1920.

l'évolution des corps célestes à partir des météores. Pourrions-nous remonter plus avant? Dans l'état actuel de la science, je ne le crois pas. Sans doute, la matière dont sont formés nos météores représente déjà un stade avancé de la substance matérielle. Atomes ou molécules y sont déjà différenciés; de quel état primordial provenaient-ils? Nul ne saurait le dire, et c'est aux chimistes à nous l'apprendre. Si l'évolution inorganique n'est pas un vain mot, tôt ou tard nous arriverons à en découvrir les lois et notre science de la Cosmogonie ne pourra qu'y gagner.

CHAPITRE IX

LE PROBLÈME DES SATELLITES

Relativement simple au temps de Laplace, le problème des satellites a vu sa complexité s'accroître en de larges proportions au fur et à mesure des acquisitions ayant successivement enrichi le système solaire.

101. ***Les satellites ne dérivent pas des planètes.*** — La découverte de Phobos, le satellite intérieur de Mars et l'application du spectroscope aux mouvements de l'anneau de Saturne ont donné le coup de grâce à la théorie qui faisait dériver les satellites d'anneaux détachés d'une planète; Phobos, en effet, et le bord intérieur de l'anneau de Saturne tournent plus vite que leurs planètes respectives. Or la loi des aires nous démontre que tout le contraire aurait dû se produire dans l'hypothèse envisagée.

Il n'est pas absolument impossible, j'en conviens, d'expliquer de telles anomalies; mais alors il faut avoir recours à des mécanismes subsidiaires trop complexes et trop ingénieux pour satisfaire l'esprit; tous, au surplus, modifient singulièrement les idées de Laplace.

D'ailleurs, pour ce savant géomètre, la circulation des satellites était liée au sens de rotation de leur planète et, on l'a souvent remarqué, la rupture des anneaux de sa nébuleuse aurait dû aboutir fatalement à des rotations et à des circulations rétrogrades, les plus grandes vitesses des anneaux ayant lieu nécessairement sur leur bord interne, celui qui était le plus proche du Soleil.

Cette objection capitale n'avait pas échappé à M. Faye, qui, pour l'éviter à son tour, supposa une loi d'attraction variant au cours de l'évolution nébulaire.

Au début, nous dit-il, le Soleil n'était pas formé[1], l'attraction était proportionnelle à la distance au centre; plus tard, elle a répondu à la formule classique que nous lui connaissons. Dans ces conditions, l'enroulement résultant de la rupture d'un anneau change du tout au tout. Sous l'em-

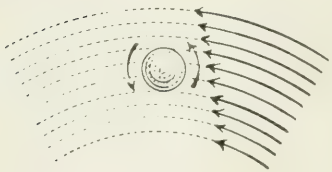


Fig. 101.

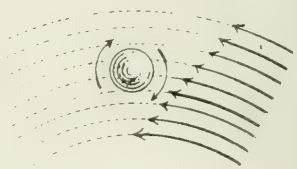


Fig. 102.

pire de la première loi, les vitesses linéaires du bord externe des anneaux sont supérieures à celles du bord interne, donc tendance au mouvement direct (fig. 101) : ainsi sont nées les planètes intérieures jusqu'à Saturne inclusivement; mais, après la formation du Soleil, l'attraction a diminué comme le carré de la distance et les valeurs des vitesses ont été inversées, d'où mouvement rétrograde des satellites d'Uranus et de Neptune (fig. 102).

M. du Ligondès, qui avait pris pour point de départ l'hypothèse initiale de Faye, a modifié assez heureusement la

[1] M. Faye supposait qu'à l'origine, la nébuleuse était sphérique et que les molécules qu'elle contenait formaient un milieu homogène; donc pas de soleil central. L'attraction y était représentée par la formule $g = Ar$. Plus tard, lorsqu'une masse centrale s'est agglomérée, la formule s'est modifiée et l'on avait $g = \frac{B}{r^2}$. V. H. Faye : *Sur l'Origine du Monde*, p. 270 et suiv. (éd. de 1896).

théorie en faisant intervenir un maximum de vitesse[1] se déplaçant depuis l'origine jusqu'à la fin de la formation de la nébuleuse (fig. 103).

Tout alla bien jusqu'au jour où l'on découvrit que, dans un même système planétaire, il pouvait se montrer une double circulation ; certains satellites sont directs alors que d'autres sont rétrogrades.

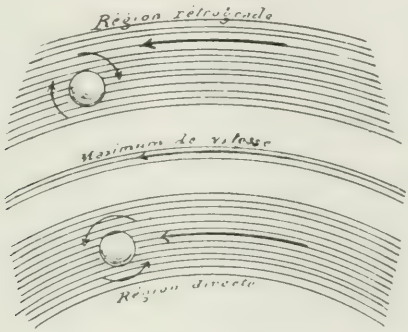


Fig. 103. — D'après la théorie de du Ligondès, un maximum de vitesse mobile détermine les régions à rotation directe ou rétrograde.

Une si curieuse disposition appelait des explications nouvelles : l'hypothèse eut beau jeu, car, suivant le mot de H. Poincaré, « en science, c'est le fonds qui manque le moins. » On ressuscita les théories de la capture, on imagina une foule de raisons toutes plus ingénieuses les unes que les autres ; mais finalement le problème reste entier.

La solution que je propose aujourd'hui aura tout au moins le mérite d'être basée sur des faits certains et surtout celui d'être extrêmement simple ; au demeurant et à y regarder de très près, bien qu'elle soit le résultat de mes investigations antérieures et de mes recherches sur la formation de notre système dérivé d'une nébuleuse spirale, elle n'est liée à aucune théorie cosmogonique, pas même à la mienne.

[2] Cf. R. du Ligondès : *Formation mécanique du Système du Monde*, p. 88.

Il suffit d'admettre comme postulat, et ceci paraît hors de discussion, qu'à un moment donné, notre système solaire a présenté des masses lenticulaires plus ou moins agglomérées tournant autour d'un soleil déjà formé et dans un milieu dont la résistance était très faible, sans être nulle; c'est-à-dire que des météores analogues à ceux qui forment notre lumière zodiacale actuelle remplissaient plus ou moins les vides laissés entre eux par les noyaux des futures planètes.

L'étude de la condensation d'un tel milieu doit nous donner la solution du problème que nous cherchons. Précisons auparavant l'état de la question dans toute sa complexité.

Mercure et Vénus n'ont pas de satellite. Les conditions physiques de ces deux globes sont assez mal connues; jusqu'ici on admettait volontiers avec Schiaparelli, mais sans preuves décisives, que la durée de rotation de ces planètes intérieures était égale à leur durée de révolution : 88 jours pour Mercure, 225 jours pour Vénus.

Mais, tout récemment, le professeur Pickering a déduit d'une série d'observations une durée de rotation beaucoup plus rapide pour Vénus. La planète tournerait sur elle-même en 68 heures dans le sens direct et autour d'un axe presque couché sur le plan de son orbite, c'est-à-dire que l'inclinaison de l'équateur serait voisine de 85 degrés[1].

Puis vient la Terre, doublée de son unique satellite, la Lune, dont le plan de circulation ne coïncide pas avec notre équateur. Alors que l'orbite lunaire ne forme qu'un angle faible (5°9') avec l'écliptique, l'équateur terrestre est incliné de 23° $^1/_2$ sur le même plan.

Nous allons voir maintenant le nombre des satellites s'accroître peu à peu avec les distances au Soleil, puis diminuer à partir de Saturne.

Mars nous présente, en effet, deux satellites dont les orbites coïncident à peu de chose près avec l'équateur de

[1] Cf. *The Journ. Brit. Assoc.*, March 1921, p. 218.

leur planète dont l'inclinaison sur l'orbite martienne atteint 25 degrés.

L'énorme Jupiter, dont l'axe pointe non loin du pôle de son orbite, — à 3° environ, — nous offre une belle variété de satellites. Aux quatre anciens, bien connus des amateurs de spectacles célestes, se sont successivement ajoutés, grâce aux découvertes photographiques, cinq nouveaux venus qui circulent dans des plans très divers, atteignant même pour l'un d'eux plus de 31 degrés d'inclinaison[1]. Sur ces neuf satellites, les deux extérieurs sont rétrogrades.

Outre l'anneau qui prolonge son équateur, incliné de 27 degrés environ sur le plan de son orbite, Saturne, la merveille de notre système solaire, possède dix satellites circulant sur des plans d'inclinaisons variées; Phœbé, le dernier découvert et le plus extérieur, est rétrograde.

Le nombre des satellites d'Uranus, la planète suivante, descend brusquement à quatre; ils sont rétrogrades. Même particularité pour l'unique satellite de Neptune, ce qui a incité les astronomes à déduire pour ces planètes une rotation de même sens; mais les observations, fort délicates, n'ont donné à ce sujet aucune indication bien précise.

Tels sont les faits auxquels il faut trouver une explication. A première vue, il semble impossible de faire rentrer des éléments en apparence aussi disparates dans un mécanisme de formation qui soit unique, et là où mes prédécesseurs ont échoué, il y a peut-être quelque fatuité à essayer de résoudre le problème. Mais, en y réfléchissant, une solution m'apparut un jour, et très soudainement, beaucoup plus simple que je ne l'avais pensé au début de mes recherches : la formation des satellites est liée, et je le montrerai bientôt, à l'inclinaison des globes planétaires; c'est même cette particularité, regardée jusqu'ici comme un accessoire plutôt

[1] Il s'agit du VIIIe satellite, dont l'inclinaison par rapport à l'écliptique est de 148°. On sait, en effet, que, par convention, on compte les inclinaisons de 0 à 180°; dès que l'inclinaison dépasse 90°, on a l'indication que le satellite est rétrograde. Dans la suite de ces chapitres, nous avons préféré donner l'inclinaison réelle et dire par exemple 32° au lieu de 148°, non sans négliger d'avertir le lecteur que l'inclinaison se rapporte à un satellite rétrograde.

encombrant, qui m'a mis sur la voie d'une explication.

Toutefois, nous allons, avant d'exposer notre nouvelle théorie, déblayer quelque peu le terrain et examiner différentes causes invoquées pour justifier les mouvements rétrogrades de certains satellites : cela nous permettra d'écarter les hypothèses notoirement insuffisantes.

102. ***Insuffisance de la théorie de la capture pour expliquer les mouvements rétrogrades.*** — Lorsqu'au mois d'Août 1898, W. H. Pickering annonça la découverte de Phœbé, le IXe satellite de Saturne, ce fut une véritable stupéfaction dans le monde savant; non point que cet objet de 17e grandeur ajoutât un nouveau prestige au cortège de la merveilleuse planète, mais simplement parce que la nouveauté résidait dans le fait qu'à l'inverse des autres, ce satellite était rétrograde.

Ni Kant, ni Laplace, ni Herschel, ni Faye, ni leurs successeurs n'avaient prévu semblable particularité. A cette époque, un grand nombre d'astronomes, plus occupés à leurs pointés d'étoiles et aux besognes quotidiennes qu'à suivre le mouvement scientifique, étaient encore persuadés que les comètes nous venaient de systèmes extérieurs au nôtre; ils n'avaient pas pensé sans doute que, notre Soleil étant animé d'un grand mouvement propre, si un corps étranger pénètre dans sa sphère d'action, ce dernier ne pourra décrire qu'une hyperbole et la capture directe demeure impossible.

C'est d'ailleurs ce que nous avons vu à propos de nos météores par rapport au Soleil. Même en les supposant au repos dans l'espace, dès lors que notre Soleil marche à raison d'une vingtaine de kilomètres par seconde, les trajectoires relatives de nos météores sont hyperboliques; la capture ne peut être qu'indirecte, c'est-à-dire qu'elle ne peut avoir lieu qu'en raison de circonstances particulières : rencontres, chocs, pénétration dans un milieu résistant, etc...

Or, ce raisonnement, familier maintenant pour nos lecteurs, nous pouvons l'appliquer avec la même logique à une planète quelconque.

Soient v la vitesse relative, par rapport à une planète, d'une petite masse qui a pénétré accidentellement dans sa sphère d'action ;
j l'accélération communiquée par la planète à la distance r.

Pour que cette masse décrive une courbe fermée autour de la planète, il faut qu'on ait :

$$v^2 < 2jr.$$

Si le mobile doit devenir un satellite, v^2 ne doit guère dépasser jr; cette valeur de la vitesse, $v = \sqrt{jr}$, est en effet celle qui convient au mouvement circulaire.

Ses limites actuelles pour le système de Jupiter, par exemple, sont comprises entre 26 km. 2 à hauteur du petit satellite intérieur et 2 km. environ dans la région où circule le IXe et le dernier découvert par Nicholson en 1914. En admettant que ce satellite le plus éloigné ait été capturé, sa vitesse aux approches de son orbite actuelle aurait dû être voisine de 2 km. et en tout cas inférieure à cette valeur multipliée par la racine carrée de 2 ou $2 . \sqrt{2} = 2$ km. 8.

Or, une masse cométaire venant des confins de notre système aurait pris, en arrivant près de Jupiter, du fait seul de l'attraction du Soleil, une vitesse égale à celle de Jupiter (soit 13 km.), multipliée par la racine carrée de 2 ou

$$13 . \sqrt{2} = 18^{km},4 \text{ environ.}$$

La vitesse minimum que puisse avoir cet objet par rapport à la planète répond au cas où le périhélie de la masse cométaire supposée directe est sur l'orbite même de Jupiter ; alors les vitesses se retranchent et l'on a pour la vitesse relative :

$$18^{km},4 - 13^{km} = 5^{km},4.$$

Ce nombre 5 km. 4 est déjà sensiblement plus grand que le minimum 2,8 nécessaire pour avoir une courbe fermée ; mais il augmente encore aux approches de Jupiter du fait de l'attraction de la planète elle-même.

Calculons cet accroissement à partir du point où la petite masse entre dans la sphère d'action de Jupiter. Le rayon de cette sphère est environ le double de celui du dernier satellite ; désignons-le par r et appelons v la vitesse de pénétration dans la sphère ; $v = 5$ km. 4.

La théorie du mouvement d'un point matériel attiré vers un centre fixe en raison inverse du carré de la distance fournit l'équation suivante :

$$v'^2 - v^2 = 2jr\left(\frac{r}{r'} - 1\right) \tag{41}$$

(v' est la vitesse gagnée à la distance r').

Aux distances r et r', les vitesses du mouvement circulaire u et u' sont liées par la relation :

$$\frac{u^2}{u'^2} = \frac{r'}{r},$$

et l'on a :

$$jr = u^2 ;$$

l'équation (41) devient donc :

$$v'^2 - v^2 = 2u'^2\left(1 - \frac{r'}{r}\right). \tag{42}$$

A la distance du dernier satellite,

$$u' = 2^{\text{km}} ; \qquad \frac{r'}{r} = \frac{1}{2},$$

et il vient :

$$v'^2 = v^2 + u'^2 = 5,4^2 + 2^2,$$

ou

$$v' = 5^{\text{km}},7.$$

Cette vitesse de 5 km. 7 est plus du double de celle du dernier satellite (2 km.) et bien supérieure, en fait, au minimum 2 km. 8, nécessaire pour avoir une courbe fermée.

La théorie de la capture, on le voit, est tout aussi insuffisante pour expliquer les satellites rétrogrades que pour justifier la présence des comètes dans notre système.

Ainsi, le calcul montre nettement que les satellites rétrogrades ne proviennent ni d'Univers extérieurs, ni même d'amas venus des confins de notre système, à la façon des comètes.

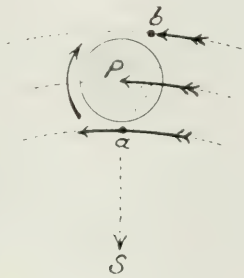


Fig. 104 montrant que les vitesses de translation de deux amas *a* et *b* relativement au centre de gravité P d'une planète, sont de nature à amener une rotation rétrograde. Le Soleil est du côté de S.

103. ***Impossibilité de la capture directe même pour un amas intérieur.*** — Toutefois, il nous faut envisager une seconde hypothèse plus plausible en apparence que la précédente : Au moment de la formation des planètes, les globes ou les lentilles planétaires ont dû circuler longtemps dans un milieu dont la résistance n'était pas nulle. L'aire équatoriale de la nébuleuse était donc loin d'être vide et de nombreux amas y circulaient pour leur propre compte à toutes les distances ; certains d'entre eux décrivaient donc des orbites très voisines de celles des planètes. On peut, dès lors, se demander si des météores de ce genre circulant sur des orbites voisines de celle de la planète, donc animées de vitesses peu différentes, n'auraient pas pu être captés au voisinage de leur conjonction (fig. 104).

L'explication ne serait pas d'ailleurs absolument nouvelle : ce serait une réédition de la théorie que Faye appliquait aux anneaux qui, dans sa pensée, avaient donné naissance aux circulations rétrogrades des systèmes d'Uranus et de Neptune ; seulement, ici, elle ne serait applicable qu'aux satellites extérieurs.

A priori, l'hypothèse est loin d'être absurde ; mais c'est au calcul, en dernière analyse, à décider de sa valeur. Posons donc nettement le problème à résoudre. Afin de ne pas opérer sur des généralités, nous allons envisager de nouveau l'exemple de Jupiter et de son dernier satellite.

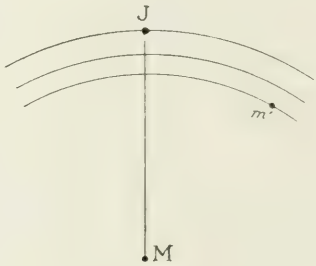


Fig. 105.

Énoncé du problème. — *Étant donné le Soleil* M *et Jupiter* J, *quelle sera l'action de Jupiter sur un amas* m *circulant suivant les lois de Képler autour du Soleil, à une faible distance de* J (fig. 105).

Précisons maintenant quelques données.

La vitesse orbitale de la Terre à la distance 1 (unité astron.) = $29^{km},745$; on a donc :

$$v^2 = \frac{fM}{d^2} = \frac{fM}{1} \; ; \quad \text{d'où} \quad fM = 29{,}745^2 = 885\,^{1}.$$

[5] Au n° 43, nous avons déjà employé ce même nombre à unité près, soit 886 en forçant les décimales. Cet écart d'une unité est insignifiant et n'influe pas sensiblement sur les résultats.

La distance JM de Jupiter au Soleil étant égale à 5,2 unités astronomiques, la vitesse orbitale de Jupiter est de $13^{km},046$.

Considérons une particule m' dont l'orbite de rayon 5,0 tangente celle du dernier satellite de Jupiter, éloigné de 30 millions de kilomètres de la planète, soit de 0,2 unités astronomiques, la vitesse sur cette orbite sera de $13^{km},302$.

La vitesse parabolique pour Jupiter à la distance 0,2 est égale à $2^{km},930$; d'où

$$v^2 = \frac{2fm}{d} = \frac{2fm}{0,2} \; ; \qquad \text{d'où} \quad fm = 0,1 \times (2,930)^2 = 0,858.$$

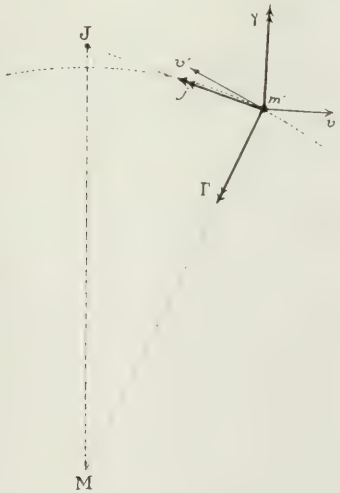


Fig. 106.

Maintenant, considérons m' à la distance 1,5 de J et parcourant le cercle de rayon 5,0 (fig. 106).

L'accélération Γ, due à M (Soleil), est :

$$\Gamma = \frac{fM}{r^2} = \frac{885}{5^2} = 35,5.$$

L'accélération j, due à Jupiter, est :

$$j = \frac{fm}{r^2} = \frac{0,858}{1,5^2} = 0,38.$$

Cette dernière est donc près de 100 fois plus faible que Γ.

On peut dès lors admettre que, en m', l'action de Jupiter est négligeable et que la vitesse orbitale de m' n'est pas altérée; elle reste sensiblement égale à celle qui correspond à sa distance au Soleil; cette vitesse v' en m' sera donc encore égale à $13^{km},302$, celles de J étant $13^{km},046$ (ces deux valeurs ont été données plus haut).

A ce moment m', qui possède la vitesse v', est soumis aux accélérations Γ et j. Si l'on veut exprimer son mouvement *par rapport* à J, on doit encore l'affecter de la vitesse v et de l'accélération γ (vitesse et accélération de J prises en sens contraire).

La composante de v et v' et celle de Γ, γ et j sont variables en grandeur et en direction quand m' se déplace en allant vers Jupiter; mais si l'on remarque que Γ et γ s'annulent sensiblement et que v et v' sont presque parallèles, on peut dire, — en première approximation, — que m' se déplace comme s'il possédait la vitesse $v - v' = 0^m,256 = w$ et comme s'il était soumis à la seule accélération j.

Dans ces conditions, m' décrit une conique de foyer J.

Cherchons quelle sera la vitesse w' de m' à son passage *en conjonction* à la distance 0,2 de Jupiter (c'est-à-dire quand il passe entre Jupiter et le Soleil).

On sait que la vitesse sur la conique ne dépend que de la distance à la masse attirante; elle est donnée par la formule (41), qui devient :

$$w'^2 - w^2 = 2jr\left(\frac{r}{r'} - 1\right). \tag{43}$$

Si, d'après nos résultats antérieurs et nos données, nous faisons

$$w = 0{,}256,$$

$$fm = 0{,}858,$$

$$r = 1{,}5,$$

$$r' = 0{,}2,$$

il viendra finalement :

$$w'^2 = 7^{\text{km}},506\ ;$$

d'où

$$w' = 2^{\text{km}},740.$$

Or, nous avons vu que la vitesse parabolique à la distance 0,2 de Jupiter est $2^{\text{km}},920$; il semble donc *a priori* que la conique est une ellipse et que m' sera nécessairement captée.

Eh bien! nous allons voir qu'il n'en est pas du tout ainsi.

Au moment, en effet, où m' passe en conjonction à la vitesse w', l'amas est toujours soumis aux accélérations Γ, γ et j, qui sont devenues parallèles.

Or,

$$\Gamma = 35{,}5 \text{ (voir plus haut)},$$

$$\gamma = \frac{fm}{(5{,}2)^2} = 32{,}8,$$

$$j = \frac{fm}{(0{,}2)^2} = 21{,}45\ ;$$

d'où l'accélération résultante dans le sens de J :

$$j' = j - \Gamma + \gamma = 18{,}75.$$

En posant

$$j = \frac{fm_1}{(0{,}2)^2},$$

on trouve

$$fm_1 = 0{,}750.$$

On voit que m' en conjonction est soumis à l'action de la masse fictive m_1 située en J et que la vitesse parabolique correspondante est donnée par

$$u^2 = \frac{2fm_1}{0,2} = 10\,fm_1 = 7,500;$$

d'où

$$u = 2^{km},739.$$

Comme nous avions trouvé pour w' une valeur de $2^{km},740$, on voit de nouveau que l'amas possède une vitesse très légèrement supérieure à la vitesse parabolique ($2^{km},739$), en tout cas de l'ordre de cette dernière, et nous pouvons conclure qu'il n'est pas capté.

Mais nous allons voir maintenant que cette vitesse calculée de $2^{km},740$ n'est qu'un minimum.

En effet (v. la fig. 106) :

1° w est plus grand que $0^{km},256$, car v' et v ne sont pas rigoureusement parallèles ;

2° la composante de Γ et γ est tournée vers j et augmente la valeur de j ;

3° comme m' est attiré par J et s'en rapproche, le rayon Mm' va sans cesse en croissant ; si nous admettons qu'il a la valeur de 5,0 en conjonction, il devait avoir une valeur moindre à sa position initiale, en m' ; donc on a :

$$v' > 13^{km},302,$$

d'où w doit être encore majoré.

En résumé, nous pouvons conclure que tout amas circulant entre les distances 5,0 et 5,4, c'est-à-dire à 0,2 de Jupiter, en deçà et au delà, n'a pu être capté par la planète, tout au moins d'une manière directe.

104. ***La capture indirecte est possible.*** — Mais la solution de notre problème nous met sur la voie de la véritable explication de la formation des satellites.

Admettons, en effet, que les amas représentant le système jovien (planète et satellites) aient été diffusés à l'origine dans un ellipsoïde très aplati et dont le rayon s'éten-

dait jusqu'à 0,2 unités astronomiques pour le moins, soit à plus de 30 millions de kilomètres[1], tous les amas circulant autour du Soleil sur des orbites dont le demi-grand axe était compris entre 5,0 et 5,4 possédaient bien, en fait, aux approches de leur conjonction, des vitesses paraboliques; mais tous ont dû venir se heurter au milieu dont la densité croissait en approchant de Jupiter.

Des chocs, fort nombreux, dut résulter une perte de vitesse, d'où précipitation incessante vers le centre de gravité de l'ellipsoïde et tendance à un entraînement dans le sens rétrograde. C'est dans cette dernière particularité qu'il faut chercher tout le mécanisme de la formation des satellites et des circonstances qui ont accompagné l'évolution des globes planétaires.

Avant, toutefois, d'exposer les lignes générales de ce mécanisme, il y a lieu de faire une remarque très importante sur les vitesses orbitales des amas circulant à des distances croissantes de la masse centrale.

105. ***Considérations sur la valeur des vitesses orbitales en fonction de la distance au Soleil.*** — Les calculs précédents s'appliqueraient tout aussi bien au satellite rétrograde de Saturne; gardons-nous cependant de conclure que toutes les planètes ont exercé sur les amas circulant dans leur voisinage une influence identique à des distances égales. Cette action a été, dès l'origine, soumise à des variations incessantes et, même à un instant donné, fut toujours fonction d'une quantité de facteurs.

Les masses sont d'abord intervenues; or, celles-ci sont réparties très inégalement : Mercure est un pygmée à côté de Jupiter. L'attraction d'une planète sur un amas voisin a toujours été contrebalancée par l'action solaire; mais cette

[1] Ces 30 millions de kilomètres représentent à peu près la distance du satellite le plus éloigné de Jupiter; or, d'une part, cette distance offre encore quelque incertitude, et, d'autre part, il est évident qu'au début, l'ellipsoïde jovien s'étendait plus loin que le dernier satellite. Celui-ci ne s'est en effet détaché qu'au cours de la condensation commencée depuis longtemps.

dernière est liée à l'éloignement et la marée due au Soleil a diminué comme le cube de la distance : presque nulle pour les planètes lointaines, tels Uranus et Neptune, la marée solaire a dû atteindre de fortes intensités pour les planètes inférieures ; dès le début, elle a donc dû s'opposer à la naissance de satellites autour de Mercure et de Vénus. Le rayon d'action de la planète, fonction lui-même des intervalles et des masses planétaires, variable d'ailleurs comme les distances au cours de la condensation, a dû aussi intervenir.

Bref, à la réflexion, il se présente une telle multiplicité de facteurs que nous entrevoyons clairement l'impossibilité, faute de données suffisantes, de soumettre le problème à des calculs précis.

Tout en nous contentant de généralités, nous avons le loisir cependant de scruter plus à fond certains côtés de la question, ceux que la Mécanique, par exemple, nous permet d'approfondir, et c'est ainsi que l'examen de la loi qui régit les vitesses orbitales dans le système solaire m'a conduit à quelques conclusions fort intéressantes pour le sujet qui nous occupe.

Nous avons vu (n° 26) que le carré de la vitesse d'une masse circulant autour du Soleil varie comme l'inverse de la distance et répond à la formule

$$v^2 = \frac{1}{r}.$$

Pour des distances r, $2r$, $3r$, etc..., v^2 aura pour valeur successives :

$$\frac{1}{r}, \quad \frac{1}{2r}, \quad \frac{1}{3r}, \quad \frac{1}{4r}, \quad \frac{1}{5r}, \text{ etc....}$$

et si r est pris pour unité, la série précédente deviendra simplement :

$$1, \quad \frac{1}{2}, \quad \frac{1}{3}, \quad \frac{1}{4}, \quad \frac{1}{5}, \text{ etc...}$$

Or, parmi les propriétés bien connues de cette série, qui est appelée en Arithmétique *série harmonique*, se trouve celle-ci grosse de conséquences : c'est que les différences entre chaque terme vont en décroissant, à partir du premier, et tendent très vite vers des quantités infiniment petites. Chaque différence entre deux termes consécutifs est donnée, en effet, par une fraction dont le numérateur est toujours 1, tandis que le dénominateur est constitué par le produit des dénominateurs des deux termes qui se suivent.

Nous avons donc finalement :

Série harmonique : $1, \quad \frac{1}{2}, \quad \frac{1}{3}, \quad \frac{1}{4}, \quad \frac{1}{5}, \quad \frac{1}{6} \cdots$

Différences : $\frac{1}{2} \quad \frac{1}{6} \quad \frac{1}{12} \quad \frac{1}{20} \quad \frac{1}{30} \cdots$

En d'autres termes, nous voyons que, pour des variations égales de distance, les variations du *carré des vitesses* décroissent très vite à mesure que la distance augmente. Il doit en être de même pour les variations des *vitesses*.

Quelques exemples numériques vont illustrer ces résultats.

Prenons deux masses éloignées entre elles de 0,2 unités astronomiques et transportons-les successivement aux distances 1, 1,2, puis aux distances 16 et 16,2 et enfin 30 et 30,2 unités astronomiques ; nous allons voir les *différences* de vitesse orbitale diminuer rapidement.

Pour	$r = 1$	nous avons	$v = \frac{1}{1}$	ou	1,000
—	$r = 1,2$	—	$v = \frac{1}{\sqrt{1,2}}$	ou	0,912
				Différence	**0,088**

Pour	$v = 16$	nous aurons	$v = \frac{1}{\sqrt{16}}$	ou	0,250
—	$v = 16,2$	—	$v = \frac{1}{\sqrt{16,2}}$	ou	0,248
				Différence	**0,002**
Pour	$r = 30$	nous aurons	$v = \frac{1}{\sqrt{30}}$	ou	0,1825
—	$r = 30,2$	—	$v = \frac{1}{\sqrt{30,2}}$	ou	0,1818
				Différence	**0,0007**

Ainsi, les différences de vitesses vers *une* unité astronomique sont de l'ordre du centième ; vers 16 unités, elles sont de l'ordre du millième, et enfin de l'ordre du dix-millième à 30 unités.

Ce résultat peut être démontré aussi simplement par l'Analyse. Soit la formule :

$$v^2 = \frac{1}{r} \quad \text{ou} \quad v = \frac{1}{\sqrt{r}}.$$

Par différentiation, nous avons :

$$dv = -\frac{dr}{2\sqrt{r}.r} = -\frac{dr}{2\sqrt{r^3}};$$

d'où

$$-dv = \frac{dr}{2\sqrt{r^3}}.$$

Nous pouvons constater que l'accroissement Δr restant positif, Δv, celui de la vitesse, est négatif.

On voit immédiatement que, pour $r + \Delta r$, la vitesse devient

$$v - \frac{\Delta r}{2\sqrt{r^3}},$$

expression dont le deuxième terme tend vers zéro à mesure que r augmente ; ce qui prouve bien que les variations de la vitesse orbitale sont d'autant plus faibles que la distance r est plus grande[1].

C'est d'ailleurs ce qu'indique très nettement la courbe figurant ces vitesses en fonction de la distance à la masse centrale : on peut voir en effet que la branche inférieure ne rejoint l'abscisse que très lentement à partir d'une certaine distance du centre et qu'alors les *différences* entre les ordonnées tendent très vite vers zéro (fig. 107).

Cette *loi des différences des vitesses orbitales* est extrêmement importante et nous aurons bientôt l'occasion d'en montrer les conséquences.

Voici, à titre de documentation, les vitesses orbitales de chaque planète à sa distance moyenne ; les valeurs sont données en kilomètres par seconde.

[1] Voici une autre démonstration à la fois plus simple et aussi rigoureuse peut-être. Nous avons vu que les variations des carrés des vitesses, d'après la *série harmonique*, décroissent très vite et tendent rapidement vers zéro ; nous pouvons donc écrire :

$$v_2^2 - v_1^2 = \varepsilon,$$

v_1 et v_2 étant les valeurs de v correspondant à deux valeurs très voisines de r, soit r_1 et r_2 et ε étant une quantité variable infiniment petite.

Mais nous remarquons que le premier membre de l'égalité ci-dessus peut s'écrire encore :

$$(v_1 + v_2)(v_1 - v_2) = \varepsilon;$$

d'où l'on a :

$$v_1 - v_2 = \frac{\varepsilon}{v_1 + v_2};$$

et comme v est toujours positif, on voit que la variation des vitesses est encore plus faible que celle des *carrés* de ces mêmes vitesses ; c'est dire qu'elle tend rapidement vers zéro.

VITESSES DES PLANÈTES SUR LEUR ORBITE

NOMS	DISTANCES MOYENNES EN UNITÉS ASTRONOMIQUES	VITESSES EN KILOMÈTRES
Mercure	0,387	47,8
Vénus	0,723	34,956
Terre	1,000	29,745
Mars	1,523	24,085
Jupiter	5,202	13,304
Saturne	9,554	9,513
Uranus	19,218	6,649
Neptune	30,109	5,311

106. ***Phases de formation d'un système planétaire.*** — Bien que les systèmes planétaires se soient formés et aient évolué dans des conditions extrêmement variées, — à tel point que nous serons dans l'obligation de faire pour chacun d'eux une étude spéciale, — les actions qui ont modelé, pour ainsi dire, planètes et satellites sont les mêmes dans tous les cas et nous pouvons tout au moins les énumérer d'une manière générale, dans un but de classification. Mais on n'aura garde d'oublier que, dans la réalité, ces causes se sont combinées entre elles et ont presque toujours agi simultanément.

D'autre part, ces causes se rattachent toutes à deux influences distinctes et qui se sont fait sentir plus ou moins au cours de l'évolution planétaire : *l'influence rétrograde* et *l'influence directe*. La prépondérance de l'une ou de l'autre, intervenant à tel ou tel moment, a suffi pour créer la diversité.

107. ***Influence rétrograde.*** — Pour un spectateur qui aurait assisté à la naissance d'un système planétaire, le fait le plus frappant aurait été, sans aucun doute, la tendance de toute la masse à tourner dans le sens rétrograde.

A chaque instant, en effet, des amas épars circulant dans

des orbites voisines ont dû heurter les couches périphériques de la lentille planétaire et leur communiquer leur vitesse propre qui, nous l'avons vu, était de l'ordre de la vitesse parabolique. La tendance rétrograde a été d'autant plus marquée que les différences de vitesse entre deux points rapprochés était plus grande et, comme cette diffé-

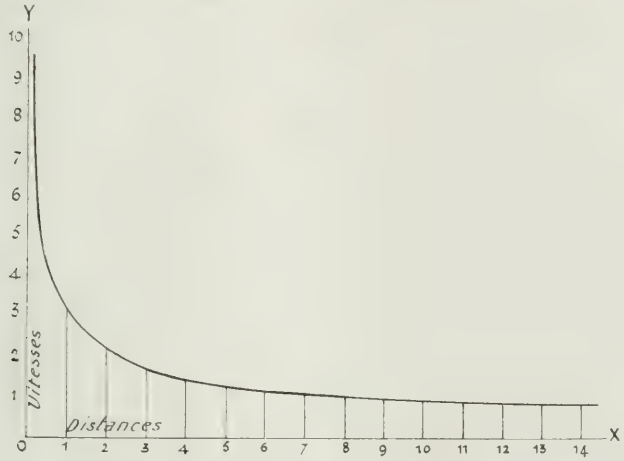


Fig. 107. — Courbe des vitesses orbitales en fonction des distances. On voit que les différences de vitesse diminuent très rapidement à partir de la masse centrale située en O.

rence atteint ses plus grandes valeurs en approchant du Soleil, il faut en conclure que cette tendance rétrograde a dû être très forte pour Mercure, Vénus et la Terre.

Cette assertion a l'air d'un paradoxe, car l'on songe immédiatement à Uranus et à Neptune; mais les explications viendront en temps opportun.

Ainsi, nous pouvons affirmer que, si une tendance opposée ne s'était pas fait sentir, toutes les planètes et tous les satellites auraient tourné dans le sens rétrograde[1].

[1] Différents auteurs, notamment Pickering et Stratton, avaient déjà entrevu cette conséquence; mais aucun d'eux, que je sache, n'a su en tirer parti, ni expliquer la rotation directe de certaines planètes, comme la Terre, Mars, Jupiter et Saturne.

108. ***Influence directe.*** — Mais chaque système planétaire portait en lui, dès sa naissance, le germe, pour ainsi dire, de la tendance à tourner dans le sens direct. La raison de ce fait est plus difficile à saisir que celle de l'influence rétrograde, et un exemple est ici nécessaire.

Rappelons-nous le cas de la Lune par rapport à la Terre. Au cours de sa révolution qui dure 27 jours environ, notre satellite tourne vers nous le même hémisphère, comme si la Lune était liée à notre globe par une tige rigide. De cette circonstance, les anciens avaient conclu que la Lune ne possédait pas de mouvement de rotation, alors que le fait constaté prouvait tout le contraire. Mais, ici, nous avons affaire à un cas très particulier : la durée de rotation de la Lune sur elle-même est précisément égale à sa durée de révolution autour de la Terre. Cela est évidemment dû à l'attraction terrestre qui, après avoir provoqué une marée à la surface de notre satellite, a ramené sans cesse le bourrelet produit vers le centre de gravité du système.

Et c'est une action analogue que le Soleil a exercée dès le début sur les immenses lentilles planétaires.

Supposons un amas provenant de la rupture d'une des branches spirales et circulant dans un milieu à faible résistance : à partir de ce moment, il jouira jusqu'à un certain point d'une autonomie propre. Dans ce milieu grossièrement symétrique et plus ou moins homogène au moment de la rupture, les particules, sous l'effet de l'attraction du centre de gravité commun, se répartiront peu à peu autour de ce centre d'une façon plus régulière et l'ensemble prendra la forme d'un immense ellipsoïde très aplati, sorte de lentille biconvexe dont le plan principal sera dirigé vers le Soleil et dont le *mouvement de révolution* autour de cet astre sera *direct*, ne l'oublions pas.

Dans ces conditions, chaque portion de la masse sera soumise à l'attraction du centre (de la planète) suivant sa distance, et les couches d'égale pesanteur seront symétriquement réparties autour de ce même centre.

Si nous négligeons pour l'instant l'influence rétrograde

due aux amas voisins et dont nous venons de parler au numéro précédent, nous ne voyons, de prime abord, aucune tendance se dessiner en faveur d'un mouvement quelconque de rotation; mais, en examinant les choses de plus près, nous sommes amenés naturellement à tenir compte de l'action solaire qui se traduit par une sorte de marée sur l'ensemble.

Le premier résultat sera d'étirer la masse dans la direction du Soleil : l'allongement, si l'on considère les valeurs relatives, doit être évidemment faible, de l'ordre du centième pour la Terre diffusée jusqu'à la Lune et de l'ordre du 6/1000 pour la masse jovienne répandue jusqu'au dernier satellite. Mais si nous cherchons à nous rendre compte des valeurs absolues, nous arrivons néanmoins à des nombres dignes de retenir notre attention. Le calcul montre, en effet, que pour le cas de la lentille planétaire terrestre, l'attraction du Soleil a pu y provoquer autrefois la formation d'un bourrelet d'une épaisseur sensiblement égale au diamètre de notre Lune.

Quant au système de Jupiter, l'allongement dans le sens du Soleil a dû atteindre 36000 kilomètres, pour le moins.

Or, le second effet de l'action solaire, beaucoup plus important que le premier peut-être, a été précisément de ramener sans cesse vers l'astre central ce grand axe de chacun des ellipsoïdes allongés qui représentaient, au début, nos systèmes planétaires; et la conséquence, vous l'avez compris par l'exemple de la Lune, a été finalement d'*égaliser*, pour un temps, *les durées de révolution et de rotation*.

Ainsi, au début, chaque lentille planétaire a donc mis autant de jours ou d'années pour tourner sur elle-même que pour opérer sa révolution autour du Soleil, le bourrelet provoqué par la marée regardant sans cesse l'astre central. Mais le refroidissement et la condensation eurent vite fait de rétrécir le rayon de chaque ellipsoïde et, en vertu du théorème des aires, la rotation directe tendit à augmenter. D'autre part, l'influence des marées, en raison de la décroissance du rayon planétaire, diminua peu à peu; il y eut d'abord une sorte de libration; mais, la condensation se

poursuivant, la marée cessa d'être prépondérante et finalement la rotation directe devint plus rapide que la révolution.

Ce processus, déjà entrevu par certains auteurs depuis Kant, est seul à même d'expliquer pourquoi, malgré leur énorme volume, des planètes comme Saturne et Jupiter ont une durée de rotation beaucoup plus courte que celle de la Terre. Cela tient, en effet, à la grandeur initiale du système qui, après avoir occupé d'immenses étendues, n'est plus représenté aujourd'hui que par des amas fortement condensés.

En résumé, les systèmes planétaires ont été soumis, dès le début et simultanément, aux deux influences rétrograde et directe. Cette dernière a presque toujours prévalu, tout au moins pour les globes représentant les planètes; mais ces considérations resteraient complètement stériles au point de vue de la formation des satellites si, comme les anciens auteurs, nous nous bornions à cet exposé. Un ellipsoïde très aplati tournant dans un sens ou dans l'autre ne saurait aboutir à autre chose qu'à une masse centrale plus ou moins condensée. Il nous faut donc trouver un mécanisme capable, comme pour les planètes (V. nº 60 et 61), de provoquer le *décrochage* d'un satellite. Or, la raison de ce mécanisme réside tout entière dans l'influence rétrograde et c'est ce que nous allons démontrer.

109. ***Conséquences de l'influence rétrograde.*** — Rappelons que l'influence rétrograde s'est imposée, dès l'origine de la formation d'un système planétaire, par l'irruption d'amas circulant sur des orbites voisines. L'action a dû commencer par la périphérie, où le phénomène a atteint son maximum d'intensité. Moins denses en ces régions, les matériaux y ont davantage subi l'entraînement des amas qui leur apportaient de fortes vitesses; mais, peu à peu, l'influence rétrograde a envahi même les parties centrales.

Le premier résultat a été d'atténuer et de retarder la rotation directe en voie de s'établir; toutefois, la conséquence la plus importante s'est manifestée d'autre façon. Rappelons-

nous le théorème de la composition des rotations (nº 58) : il est infiniment probable que toutes nos lentilles planétaires possédaient au début une rotation directe amorcée sur un axe changeant de position à chaque instant; un axe qui, par conséquent, ne coïncidait pas rigoureusement avec la perpendiculaire au plan principal soumis, lui aussi, à de perpétuelles oscillations, en raison des apports incessants venus de toutes les directions. Imaginez maintenant un ensemble d'amas à circulation rétrograde pénétrant au sein même de ce milieu éminemment instable, et vous compren-

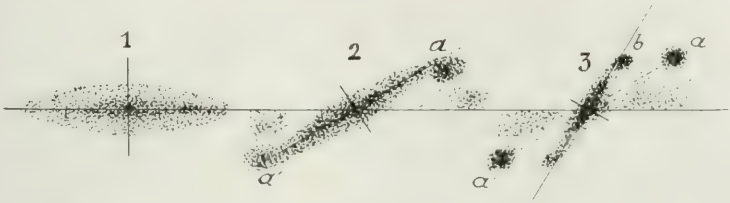


Fig. 108. — Formation des satellites sous l'influence rétrograde :
1) Lentille planétaire dans sa position primitive.
2) Sous l'influence rétrograde, l'axe bascule et la marée tend à détacher un double satellite *a* et *a'*. Les amas non entraînés sont visibles en 2 et 3.
3) Le mouvement de bascule continue : *a* et *a'* sont détachés et une nouvelle protubérance se forme en *b*.

drez qu'il n'en fallut pas davantage pour provoquer un mouvement de bascule, accentué surtout dans la région centrale déjà fortement condensée (fig. 108).

Un temps notable dut s'écouler pour permettre à l'entraînement, parti du centre, de parvenir jusqu'aux bords extrêmes de la formation planétaire, si tant est qu'il y parvint. Le plus souvent, l'incorporation de nouveaux amas rétrogrades accentuait encore l'inclinaison déjà commencée, tandis que le premier bourrelet dû à la marée solaire, continuant sa marche sur son ancienne trajectoire, se détachait nécessairement du reste de la lentille, qui basculait de plus en plus.

Parfois, comme pour les planètes, il y eut une double cassure; les deux protubérances provoquées par la marée

solaire étant diamétralement opposées, le décrochage eut lieu presque en même temps; c'est ce qui se produisit, par exemple, pour les satellites VI et VII de Jupiter, qui sont jumelés, pour ainsi dire, et tournent sur des orbites voisines (fig. 108, 2 et 3).

Il est impossible, dans un exposé général, de rendre compte de tous les cas dont on imagine aisément l'énorme variété; l'étude particulière de chaque système, au chapitre suivant, complétera nos idées sur le mécanisme du fractionnement ayant présidé à la naissance des satellites.

110. ***Prépondérance finale de l'influence directe.*** — Malgré que l'influence rétrograde ait eu sur le globe même des planètes une profonde répercussion, il semble bien que la fin de la formation de chaque système ait été généralement soumise à l'influence directe reprenant peu à peu ses droits.

Après avoir fait basculer les lentilles planétaires, tout en ralentissant leur rotation, l'influence rétrograde s'atténua sensiblement à mesure que s'épura le plan principal de la nébuleuse, au voisinage duquel circulaient les planètes dont nous retraçons l'évolution. Si de faibles amas résistaient encore à la condensation centrale, ils étaient en tout cas beaucoup trop rares pour donner naissance à quelque satellite rétrograde. Ceux-ci, rappelons-le, n'ont pu apparaître qu'au début, sur les bords extrêmes de chaque ellipsoïde largement diffusé; plus tard, la possibilité de leur formation s'évanouit avec les circonstances qui l'avaient amenée.

Et ce fut ainsi que l'influence directe resta maîtresse du terrain. La continuité de son action s'affirme en de nombreuses circonstances que nous aurons occasion de signaler par la suite. L'un de ces plus curieux effets se remarque sur le colosse Jupiter, qui, après avoir subi un mouvement de bascule de 30 degrés pour le moins, au moment du détachement du VIIIe satellite, se redressa peu à peu jusqu'à l'apparition de Callisto, le cinquième à partir de Jupiter.

Des faits de ce genre, que nous retrouvons à chaque instant dans l'histoire des planètes, ne peuvent s'expliquer que par l'action de l'influence directe ayant agi, en vertu de la composition des rotations, d'une façon opposée à l'influence rétrograde prépondérante au début (fig. 109).

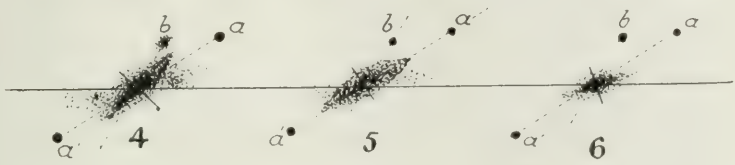


Fig. 109. — Formation des satellites : phase directe.

4) a, a' et b n'ont pas varié : mais les amas non entraînés, tombant sur la lentille, vont relever l'axe.

5) Le plan équatorial revient dans la direction de $a\ a'$.

6) Le relèvement continue et l'amas planétaire tend à revenir à sa position primitive.

Outre le phénomène de marée solaire, il y a donc eu une influence directe provenant de la précipitation sur le globe planétaire des amas qui n'avaient pas suivi le mouvement de bascule provoqué par l'influence rétrograde et qui, tournant dans un milieu moins résistant, ne sont intervenus qu'à la fin de la formation du système.

C'est à la lumière de ces principes généraux que nous allons maintenant retracer les principales étapes de la formation et de l'évolution des systèmes planétaires.

CHAPITRE X

FORMATION DES SYSTÈMES PLANÉTAIRES

L'application des principes posés au chapitre précédent va maintenant nous permettre de retracer l'histoire des systèmes planétaires. Bien que les planètes se soient formées de l'extérieur à l'intérieur du monde solaire, nous ne suivrons pas l'ordre chronologique et nous préférons, au lieu de commencer par Neptune, étudier planètes et satellites selon l'ordre des distances au Soleil.

111. ***La planète Mercure.*** — Quoique nous ne connaissions pas très exactement la masse de Mercure, qui est comprise entre 1/9 et 1/30 de celle de la Terre, nous pouvons être assurés que cette planète est la plus petite de tout le système solaire.

D'après les évaluations récentes, Mercure serait 23 fois plus petit[1] que la Terre, ce qui lui donnerait un diamètre de 4500 kilomètres environ, soit 1000 kilomètres de plus que la Lune. En admettant une masse de 1/23, déduite des observations du dernier passage devant le Soleil, en Novembre 1907, nous obtenons pour la densité de la planète le nombre 5,33, très voisin de 5,52, densité de notre globe[2].

[1] Exactement 22,6 fois plus petit (V. fig. 110).

[2] Les densités sont rapportées à celle de l'eau, qui est 1. Pour tous les éléments des planètes et des satellites, on se reportera aux Tableaux qui sont donnés à la fin de ce volume.

La distance moyenne de Mercure au Soleil est de 57 millions 832500 kilomètres; mais, en raison de la très grande excentricité de l'orbite (0,2056, la plus considérable de toutes les planètes), les distances à l'astre central présentent, au cours de la révolution de Mercure (88 jours), un écart considérable de 11891360 kilomètres.

Cette forte excentricité tient à deux causes : tout d'abord, Mercure circule sur une orbite dont l'inclinaison par rap-

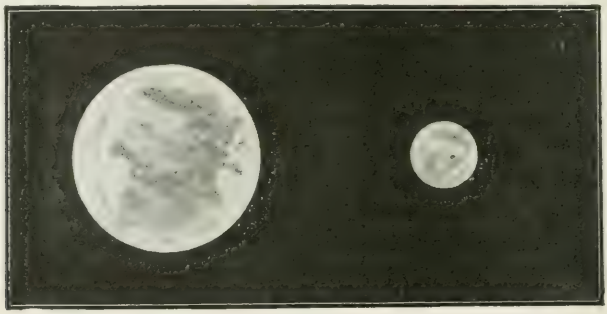


Fig. 110. — Dimensions comparées de la Terre et de la planète Mercure.

port à l'écliptique n'est pas moindre que 7 degrés, et nous avons expliqué, au sujet des astéroïdes et des comètes (V. n°s 79, 97, 98), que l'excentricité marche de pair généralement avec l'inclinaison; les raisons invoquées restent ici les mêmes et se rapportent à la résistance variable du milieu; d'autre part, même après la naissance de Mercure, le Soleil a dû s'augmenter quelque peu des amas encore non condensés et qui circulaient en dehors de l'orbite de la planète, d'où accroissement de l'excentricité (n° 40).

Mercure n'a pas de satellite. Pourquoi? Parce que l'attraction solaire a été prépondérante, dès le début, jusqu'aux abords de la planète.

Cette action a d'ailleurs été singulièrement favorisée par la vitesse énorme des amas décrivant des trajectoires un peu en deçà et un peu au delà de l'orbite de Mercure, dont

le mouvement de révolution atteint près de 48 kilomètres à la seconde, en moyenne. Les différences de vitesses orbitales, en ces régions à peine éloignées de 60 millions de kilomètres de la masse solaire, présentent de telles valeurs, qu'un amas, même assez rapproché, ne saurait être retenu par l'attraction d'une planète.

Est-ce à dire que l'influence rétrograde ne se soit pas fait sentir dans la formation de Mercure? Pas du tout; mais au lieu de contribuer, comme nous le verrons dans la suite, à faire naître un satellite, elle s'est employée toute entière à contrebalancer l'influence directe due à une intense marée solaire; et non seulement elle a dû retarder la rotation du globe, mais elle a probablement fait basculer son axe d'une très grande quantité.

Malheureusement, il nous est impossible de vérifier ici la théorie. A part, en effet, les valeurs relatives à la distance, à la masse et à la densité, — ces dernières encore très incertaines, — nous ignorons tout des conditions physiques de la planète.

Même à l'heure actuelle, nous sommes réduits, en l'absence de points de repère sur le disque, à spéculer sur la durée de rotation de ce monde relativement proche, mais toujours plongé dans les feux du Soleil. Mercure tourne-t-il rapidement sur lui-même, comme le pensaient les anciens astronomes, ou bien, suivant les suggestions de Schiaparelli, sa durée de rotation n'est-elle pas égale à celle de sa révolution? Nous ne savons; et les raisons mises en avant dans les deux camps ne sauraient s'imposer.

Du point de vue purement mécanique, je l'avais déjà fait remarquer en 1912[1], à propos de la même théorie imaginée pour Vénus, l'opinion de Schiaparelli m'a toujours paru insoutenable, et dès cette époque je conseillais la prudence dans nos affirmations à ce sujet. Mais, depuis, la Cosmogonie a pris sa revanche et nous allons le montrer à propos

[1] V. Th. Moreux : *Les autres Mondes sont-ils habités?* p. 73 (édit. *Scientifica*, Paris, 1912).

des récents travaux sur la planète Vénus, celle qui vient après Mercure dans l'ordre des distances.

112. ***La planète Vénus.*** — On a souvent observé que Vénus était une sœur jumelle de la Terre, et, en fait, la ressemblance entre deux planètes ne saurait être poussée plus loin. Quoique de dimensions un peu plus faibles, Vénus nous offre un diamètre presque égal à celui de notre globe, à 500 kilomètres près; donc, même volume environ (0,862 au lieu de 1), même masse à 4 centièmes près, densité analogue (5,22), même pesanteur à la surface, atmosphère comparable à la nôtre : tous ces caractères font bien de Vénus une véritable réplique de la Terre dans le ciel (fig. 111).

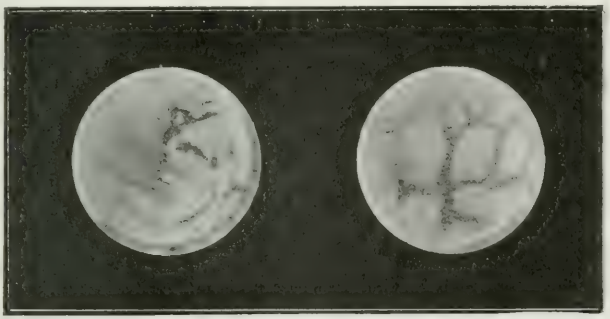
La grande différence cependant, au point de vue planétaire, tient au fait que Vénus est beaucoup plus rapprochée que nous du Soleil. Située à une distance moyenne de 108065550 kilomètres de l'astre du jour, la planète parcourt son orbite presque circulaire[1] en 224 jours 16 heures 49 minutes, et c'est sans doute dans cette proximité du Soleil qu'il faut chercher, comme pour Mercure, la cause de l'absence de satellite. Les marées, très fortes sur la lentille ayant formé ce monde voisin, y ont donc été contrebalancées par l'influence rétrograde qui a dû faire basculer son axe d'une quantité plus considérable que chez nous.

Voilà ce qu'indique notre théorie; et nous en serions encore réduits à ces spéculations si, par une circonstance heureuse pour elle, des observations récentes du Professeur Pickering n'étaient venues à point confirmer nos vues.

Jusqu'à ce moment, en effet, l'opinion des astronomes contemporains penchait vers les idées de Schiaparelli, qui admettait une rotation lente de 225 jours, égale à la durée de révolution. Les rares taches indécises aperçues par les observateurs ne permettaient guère, il faut l'avouer, une

[1] L'excentricité de Vénus est la plus faible de toutes les planètes connues : elle égale 0,0068 si bien que de ce fait sa distance au Soleil ne varie que de 740000 kilomètres.

appréciation de quelque valeur, lorsque Pickering montra que tout s'expliquait si l'on admettait une rotation de 68 heures autour d'un axe couché, pour ainsi dire, sur le plan de l'orbite : l'inclinaison, d'après une première approximation, serait en effet voisine de 85 degrés[1]. Je m'occupais précisément de la question des satellites, lorsque me parvint la nouvelle, et rien ne pouvait mieux confirmer mes idées à ce sujet, ni davantage corroborer mes déductions.



LA TERRE VÉNUS

Fig. 111. — Dimensions comparées de la Terre et de la planète Vénus.

Cette fois, c'est la faillite complète des idées de l'astronome italien sur la rotation lente des planètes inférieures. Il est inconcevable, en effet, que des amas ayant donné naissance à un globe aussi important que Vénus aient été agglomérés au début dans un très faible rayon ; mais alors, si l'ellipsoïde planétaire offrait de grandes dimensions, nous ne voyons plus comment, même en introduisant l'action de la marée solaire, nous parviendrons à éluder le fameux théorème des aires, en vertu duquel la rotation directe s'accroît par le fait de la condensation.

La remarque est si bien fondée, que nous allons en retrouver la confirmation dans notre propre système, où nous

[1] Cf. *Report on Prof Pickering's rotation of Venus in the Journ. of Brit. Astr. Assoc. March,* 1921, p. 218 et suiv., et *Revue du Ciel,* Juin 1921.

voyons la Lune, notre unique satellite, s'éloigner à une distance moyenne de 384378 kilomètres, c'est-à-dire à environ 60 fois le rayon du globe terrestre.

113. ***Le système Terre-Lune.*** — Sir Georges Darwin avait soutenu autrefois, à l'aide de calculs compliqués et de longues dissertations, que la Lune s'était un beau jour détachée de la Terre et avait augmenté peu à peu son rayon de giration[1]. Il fallait être bien imbu des idées de Laplace pour imaginer un tel mécanisme, et être encore plus habile mathématicien pour arriver à donner quelque vraisemblance à la théorie. Or, c'est exactement le contraire qui a dû se produire. Dès le début, notre lentille planétaire s'étendait probablement beaucoup plus loin que la distance actuelle de notre satellite; son plan principal était exactement dirigé vers le Soleil, dont l'attraction atteignait, sur ses bords, son maximum d'effet.

Mais le bourrelet produit, qui devait plus tard former la Lune, fut sans cesse attaqué par les météores circulant à sa hauteur. La vitesse de ces derniers, trop forte pour se neutraliser entièrement en cette région, s'atténua cependant par les chocs, et le résultat immédiat fut, pour le bourrelet, une diminution sensible de l'influence directe. Beaucoup moindre, à ce point de vue, devait être l'effet des météores abordant le système dans les parties plus proches du centre; cette fois, leur influence, nettement rétrograde encore, se fit sentir par un mouvement général de bascule de toute la masse.

Toutefois, en raison même de l'importance de la marée due au Soleil, la protubérance, amorce de notre satellite, atteignit la 81e partie du reste de l'ellipsoïde, masse relativement forte et même exceptionnelle dans notre système solaire (fig. 112).

C'est grâce à cette circonstance que la Lune, après avoir

[1] Cf. à ce sujet : Sir G. H. Darwin, *In Tidal friction and Cosmogony* (Cambridge 1908), et les *Hypothèses cosmogoniques* de Wolf.

subi un faible entraînement qui a dévié de 5°9′ seulement le plan de son orbite, n'a pas continué à suivre le mouvement de bascule de la lentille terrestre. Cette dernière s'est donc séparée de bonne heure de son satellite, et son inclinaison, à partir de ce moment, n'a cessé de s'accroître jusqu'à 23°27′.

L'exemple des systèmes de Jupiter et de Saturne nous autoriserait même à penser que cet angle, par rapport à l'écliptique, a pu être dépassé, et que des amas survenus tardivement ont, du fait de leur rotation directe, redressé quelque peu l'axe de notre globe.

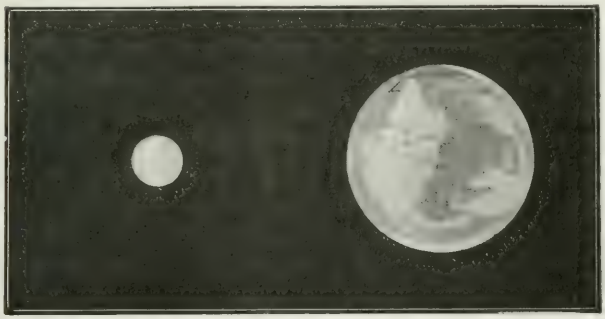


Fig. 112. — Dimensions comparées de la Terre et de la Lune.

Quoi qu'il en soit, tous ces mouvements de bascule, nous l'avons déjà remarqué à propos de la formation des planètes (n° 60), s'opérant à partir des régions centrales, mettaient un certain temps pour parvenir à la périphérie ; les bords ne participaient donc que peu à peu à l'entraînement, et voilà pourquoi la Lune, non seulement resta proche de l'écliptique, mais dut, à l'origine, opérer sa révolution au sein d'un milieu résistant qui l'aurait vite précipitée sur la Terre, si la condensation n'eût été sans cesse à l'œuvre pour épurer ce milieu et en abaisser la densité.

Ainsi, contrairement aux idées de Darwin, la Lune, au début, était plus éloignée de notre globe ; elle s'en est rap-

prochée, d'abord, en décrivant une spirale bien accusée, puis, la densité du milieu s'affaiblissant, les spires se sont resserrées, jusqu'au jour où, toute résistance cessant, notre satellite s'est trouvé fixé sur son orbite actuelle. La forte excentricité de cette dernière s'explique non moins aisément dans notre théorie, mais elle n'est pas particulière à la Lune et nous reviendrons sur ce sujet.

Les considérations précédentes vont maintenant nous fournir la raison de particularités qu'aucun système de cosmogonie n'a même osé aborder.

C'est d'abord la rotation relativement lente de la Terre, due surtout à l'influence rétrograde ; et l'on comprend qu'en raison des différences moins accusées dans les vitesses orbitales des amas voisins, notre rotation ait été de plus faible durée que celle de Vénus : 24 heures environ pour nous et 68 heures pour notre voisine.

Autre remarque, et qui montre bien que la Lune a pris naissance sur l'écliptique ou dans son voisinage immédiat : c'est que l'axe de rotation de notre satellite est resté à l'heure actuelle à peu près perpendiculaire, non au plan de l'orbite lunaire, mais à sa trajectoire primitive qui coïncidait autrefois avec notre plan de circulation autour du Soleil[1] (V. fig. 113).

Enfin, si nous admettons, suivant mes théories antérieures, que les mers et les cirques lunaires sont dus aux affaissements de l'écorce soulevée en forme de dômes[2], il n'est pas invraisemblable de croire que les poussées intérieures ont été grandement favorisées par les marées dues à l'attraction terrestre agissant sur le magma intérieur liquide.

Comme nous constatons la présence de ces cirques jusque sur les bords du disque apparent, il faut admettre que la libration était autrefois beaucoup plus marquée qu'aujour-

[1] L'axe de la Lune pointe en effet à $1^{\circ}\,{}^{1}/_{2}$ seulement du pôle de l'écliptique : l'équateur lunaire a donc conservé à très peu près sa position primitive (fig. 113).

[2] V. Th. Moreux : *Un jour dans la Lune*, p. 70 (Fayard, éd., Paris, 1910), et *Où en est l'Astronomie*, p. 115 et suiv.

d'hui ; ce serait la confirmation implicite du fait qu'à l'origine, la Lune était plus éloignée et que l'égalité de ses mouvements de rotation et de révolution n'est qu'une conséquence récente de son rapprochement.

Par sa faible densité (3,33), la Lune se rapproche de Mars, avec lequel, d'ailleurs, elle offre plus d'une analogie ; mais les raisons de cette légèreté spécifique ne sont pas les mêmes dans les deux cas.

Pour notre satellite, le fait s'explique aisément : tiraillés sans cesse par l'attraction terrestre et les marées solaires, les

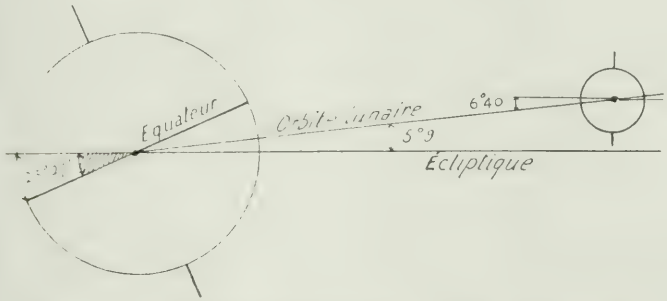


Fig. 113. — Dimensions comparées de la Terre et de la Lune, avec les inclinaisons respectives de leur axe de rotation et de leur orbite.

matériaux de la Lune n'ont dû s'agglomérer que lentement. Des causes analogues ne sauraient être invoquées à propos de Mars. Avec cette planète, en effet, commence la série des faibles densités : 3,93 pour Mars, 1,30 pour Jupiter, 0,64 pour Saturne et 1,54, à un centième près, pour Uranus et Neptune. J'ai moi-même admis autrefois que Mars avait dû être gêné dans sa formation par la masse énorme de Jupiter ; mais cette cause ne saurait être retenue, puisque le colosse jovien n'échappe pas lui-même à la loi d'après laquelle les densités diminuent, en moyenne, à mesure que nous nous éloignons du centre.

La véritable raison d'une disposition aussi singulière doit,

à mon avis, être surtout recherchée dans cette particularité que les intervalles planétaires augmentent suivant la progression étudiée précédemment (n° 71). Sans doute la marée solaire, diminuant avec la distance, devrait par sa faiblesse favoriser la condensation ; mais cette cause est loin de compenser la dissémination des matériaux répandus sur de vastes étendues. C'est là aussi qu'il faut voir, en grande partie, la raison de la multiplicité des satellites. La planète Mars en est un premier exemple.

114. ***Mars et ses deux satellites.*** — Mars tourne dans une orbite extérieure à celle de la Terre à la distance moyenne du Soleil de 227637500 kilomètres, avec une vitesse voisine de 24 kilomètres à la seconde. Son excentricité (0,0933) est assez forte, comparée à celle de la Terre (0,0167). L'année martienne en vaut presque deux des nôtres, car la planète accomplit sa révolution en 687 jours terrestres.

Son diametre est voisin de 6800 kilomètres, ce qui nous donne un volume de 6 à 7 fois plus petit que celui de la Terre (15/100 plus exactement) ; toutefois, en raison de la faible densité de ses matériaux, la planète offre une masse 9,26 fois plus petite que la nôtre (fig. 114).

L'observation de la topographie martienne, qui a donné lieu à des travaux considérables, nous a permis de fixer la rotation de la planète à un centième de seconde près. Mars tourne sur lui-même en 24 h. 37 m. 22 s.,67 autour d'un axe dont l'inclinaison sur la perpendiculaire au plan de l'orbite est de 24°50'. D'après les dernières mesures, l'aplatissement du globe est très faible et voisin de 1/200 (V. Pl. XII, fig. 115).

Malgré sa petitesse relative, Mars est accompagné de deux satellites dont la découverte est relativement récente : Phobos et Deimos n'ont en effet été aperçus la première fois qu'en Août 1877, par Asaph Hall, avec la grande lunette de Washington ; leur petitesse (35 et 12 kilom. de diamètre environ pour chacun d'eux) peut seule expliquer comment ils échappèrent à William Herschel, à lord Ross et à Lassel, qui possédaient cependant de puissants instruments.

Fig. 115. — La planète Mars vue dans un télescope.
(Dessin pris par l'Abbé Moreux le 20 Septembre 1909.)

Cette faible masse relativement à leur primaire va maintenant être la règle générale dans le système solaire jusqu'à Neptune. A partir de Mars, en effet, la lenteur des formations planétaires ira s'accentuant, car les différences de vitesses orbitales deviendront de plus en plus faibles. L'influence rétrograde aura donc le temps de pénétrer davantage l'ellipsoïde représentant chaque système.

Sur celui de Mars, l'effet déjà remarqué sur la Terre se traduit par un mouvement de bascule plus prononcé : toute

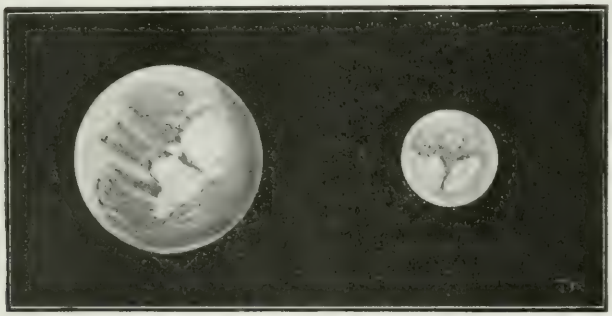


Fig. 114. — Dimensions comparées de la Terre et de la planète Mars.

la lentille intérieure s'incline de 27 degrés environ, tandis que les bords restés en arrière jalonnent l'espace qui s'étend jusqu'à l'orbite de la planète.

Au moment où la lentille offre une inclinaison de 26°48′, son rayon est réduit à 24000 kilomètres environ, c'est-à-dire à sept rayons seulement de la planète actuelle. C'est donc là que le mouvement de bascule surprit la première protubérance due à la marée solaire, amas encore informe qui devait donner naissance à Deimos, le satellite le plus éloigné.

Désormais la stabilité est moins précaire, le mouvement de bascule provoqué par l'influence rétrograde touche à sa

fin ; encore quelques minutes d'arc et tout le système semblera fixé. Mais il faut compter avec les amas extérieurs, ceux qui formaient les bords de la lentille et qui n'ont participé que peu à peu ou pas du tout à l'entraînement. La condensation va les amener lentement vers le centre et accentuer la période directe. Cette fois, le globe va se redresser : ce changement de sens dans l'inclinaison provoqua le décrochage du second satellite, Phobos (le premier dans

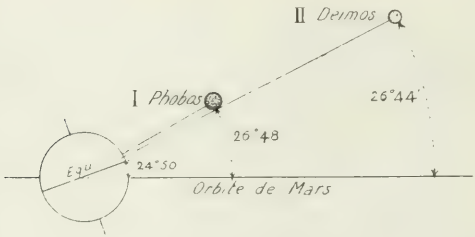


Fig. 116. — Positions respectives de Mars et de ses deux satellites.
(Le dessin est à l'échelle.)

l'ordre des distances), tandis que l'axe de la planète continua le mouvement amorcé pour s'arrêter finalement à 24°50' du pôle[1] de son orbite (fig. 116 et 117).

D'ailleurs, les inclinaisons de Phobos et de Deimos sont tellement voisines, que nous sommes en droit de nous demander si les deux satellittes ne se seraient pas détachés en même temps sur les protubérances diamétralement opposées que le Soleil avait sûrement provoquées. Seulement Phobos, dérivé du bourrelet opposé au Soleil, aurait été un peu plus proche, se serait donc formé dans un milieu plus

[1] Dans le texte, comme dans les figures, les inclinaisons sont toujours rapportées au plan de l'orbite de la planète et non à celui de l'écliptique, qui est particulier à la Terre. Il est bon d'ajouter que beaucoup de ces données ne sont qu'approximatives; mais ceci ne change rien aux vues d'ensemble.

résistant et serait descendu, par des trajectoires spiraloïdes, beaucoup plus près de la planète, augmentant ainsi sa vitesse linéaire (V. p. 94, Corollaire).

Car Phobos possède, nous l'avons déjà remarqué, une particularité déconcertante pour les anciennes cosmogonies calquées sur celle de Laplace : il tourne plus vite que son primaire. Alors que le globe de Mars opère sa rotation en

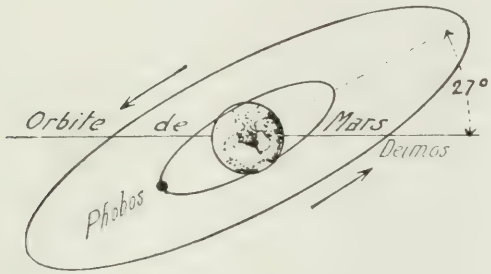


Fig. 117. — Orbites des deux satellites de Mars. Le dessin est à l'échelle.)

24 heures et 37 minutes, le premier satellite met trois fois moins de temps environ, soit exactement 7 h. 39 minutes, pour accomplir sa révolution ; si bien que, malgré le sens direct de sa marche, pour un spectateur situé sur Mars, Phobos se lève à l'Ouest et se couche à l'Est après avoir brillé 5 heures et demie au cours de la nuit martienne.

Quant à Deimos, sa durée de révolution de 30 heures et 18 minutes donne lieu à une autre particularité : il se lève bien à l'Est, comme les étoiles ; mais, son mouvement orbital différant de quelques heures seulement de la rotation apparente de la sphère céleste, il n'avance que lentement dans le ciel, où il reste 66 heures consécutives au-dessus de l'horizon ; dans cet intervalle séparant son lever de son coucher s'écoulent donc deux de ses mois, au cours desquels le satellite renouvelle deux fois toutes ses phases.

Bien que le Soleil exerce des perturbations sensibles sur la marche de Deimos, les orbites des deux satellites sont des circonférences à peu près parfaites.

ÉLÉMENTS PRINCIPAUX DES SATELLITES DE MARS

NOMS	INCLINAISON DE L'ORBITE SUR CELLE DE LA PLANÈTE	DISTANCE MOYENNE EN RAYONS ÉQUATORIAUX DE MARS	DIAMÈTRE EN KILOMÈTRES
I Phobos.	26°48′	2,77	35
II Deimos.	26 44	6,95	12
Inclinaison de l'équateur de Mars sur son orbite = 24°50′.			

115. ***Le système de Jupiter : neuf satellites.*** — Après le vide relatif correspondant aux petites planètes, la densité de la nébuleuse s'affirme avec une vigueur incomparable. Jupiter commence la série des planètes volumineuses qui se succéderont jusqu'à Neptune. Nous pénétrons dans une région neuve ne ressemblant en rien à celle que nous laissons derrière nous. D'un côté, en effet, des planètes du type de la Terre, relativement petites; de l'autre, des corps extrêmement volumineux; les premières, à forte densité, représentée par le chiffre moyen de 5; les secondes, à densité faible, de 1,26 en moyenne, se rapprochant de la légèreté spécifique du Soleil.

Un tel état de choses plaide naturellement en faveur d'une naissance tardive; et cependant il n'en est rien. La jeunesse apparente des planètes à partir de Jupiter provient simplement de ce que ces corps très volumineux ont évolué moins vite; masses gazeuses géantes, elles ont résisté davantage à la condensation provoquée par le froid des espaces interstellaires.

Jupiter ouvre la série avec son énorme volume, 1341 fois supérieur à celui de notre petit globe terrestre; mais, en raison de sa densité de 1,30, sa masse n'est pas en rapport

avec sa grosseur, si bien que 317 Terres comme la nôtre lui feraient exactement équilibre.

Située à plus de 777 millions de kilomètres du Soleil, la belle planète met près de 12 ans à accomplir sa majestueuse révolution ; mais l'excentricité de son orbite, quatre fois supérieure à celle de la Terre, fait varier de près de 100 millions de kilomètres sa distance à l'astre central.

Dès qu'on regarde Jupiter au foyer d'un instrument même faible, on ne peut manquer d'être frappé par sa forme ellipsoïdale ; entre les deux axes polaire et équatorial, la différence, en effet, atteint presque 9000 kilomètres. Un semblable aplatissement, de 1/16 environ, nous indique une rotation rapide, caractéristique nouvelle des grosses planètes dont la fluidité nous est ainsi affirmée (V. pl. XIII, fig. 118).

Et, de fait, rien, à la surface visible de Jupiter, ne peut nous montrer les traces de quelque continent solide. L'immense globe, d'un pôle à l'autre, est sillonné de bandes nuageuses parallèles qui laissent apercevoir une foule de détails intéressants, et qui ont permis de fixer la rotation de cet astre rappelant un peu l'aspect du Soleil.

Comme dans celui-ci, nous retrouvons sur le monde jovien cette fameuse loi de rotation montrant que la période est liée à la latitude : les taches équatoriales tournent plus vite que celles plus voisines des pôles, avec une moyenne de 9 h. 52 minutes à peu près. Toutefois, la courbe des vitesses ne paraît pas aussi continue que pour le Soleil ; nous y constatons des soubresauts qui paraissent dus à ce fait que les bandes nuageuses brillantes sont à un niveau plus élevé que les bandes sombres. Entre les couches supérieures et inférieures, portées à une haute température et toutes gazeuses, il y a un échange constant de matériaux par une circulation verticale ; les masses internes sont lancées à la périphérie, où elles arrivent en des régions qui ont un excès de vitesse relative, si bien que le résultat final est de rejeter ces matières éruptives, sous forme de banderoles, à l'arrière du point d'émission, dans une dérive latérale.

Peut-être aussi les corpuscules des éruptions ont-ils une tendance, comme pour le Soleil, à s'amasser vers l'équateur, après avoir formé autour de l'astre une sorte de couronne dont les matériaux retombent peu à peu pour accélérer la rotation en cet endroit.

Il y aurait donc près de Jupiter et dans le prolongement de son équateur quelque chose comme la lumière zodiacale entourant le Soleil. Que l'atmosphère jovienne ne s'arrête pas au limbe lumineux de la planète, cela ne fait aucun doute. J'ai moi-même constaté le 5 Janvier 1896, lors de l'émersion du IIe satellite de Jupiter, des phénomènes de réfraction analogues à ceux que nous observons au coucher du soleil. Durant les 7 minutes qui suivirent le commencement de l'émersion, le satellite me parut aplati; or cette observation, que je croyais nouvelle, avait déjà été faite pour la première fois par W. H. Pickering, le 12 Janvier 1893, à propos du IIIe satellite[1].

Il y a donc autour de la planète une sorte d'atmosphère rare, — météores peut-être entourés de gaz, — non encore condensée et qui, bombardant d'une façon incessante la surface équatoriale, lui communique une accélération diminuant aux latitudes plus élevées.

116. ***Les satellites de Jupiter.*** — Passons maintenant à l'étude des satellites, nous allons voir que la formation de tout le système jovien est autrement plus complexe que celle des précédents. Pour la première fois, nous allons rencontrer une circulation satellitaire rétrograde associée à des révolutions de sens direct.

La planète géante ne possède pas moins de neuf satellites. Ce sont d'abord les quatre anciens bien connus et découverts, dès l'invention des lunettes, par Galilée et Simon Marius; on les distingue, soit par leur numéro d'ordre, soit par leur nom; ce sont, en allant de l'intérieur à l'extérieur :

(I) Io; (II) Europe; (III) Ganymède; (IV) Callisto.

1 V. *Bull. Soc. Astr. de Fr.*, 1896, p. 53, et *l'Astronomie*, 1893, p. 204.

Planche XIII

Fig. 118. — La planète Jupiter vue au télescope.
(Dessin de l'Abbé Moreux à l'Observatoire de Bourges.)

En 1892, Barnard en découvre un cinquième très petit, circulant à l'intérieur du premier et à 2,53 rayons équatoriaux de la planète ; ce satellite n'a pas reçu de nom et porte

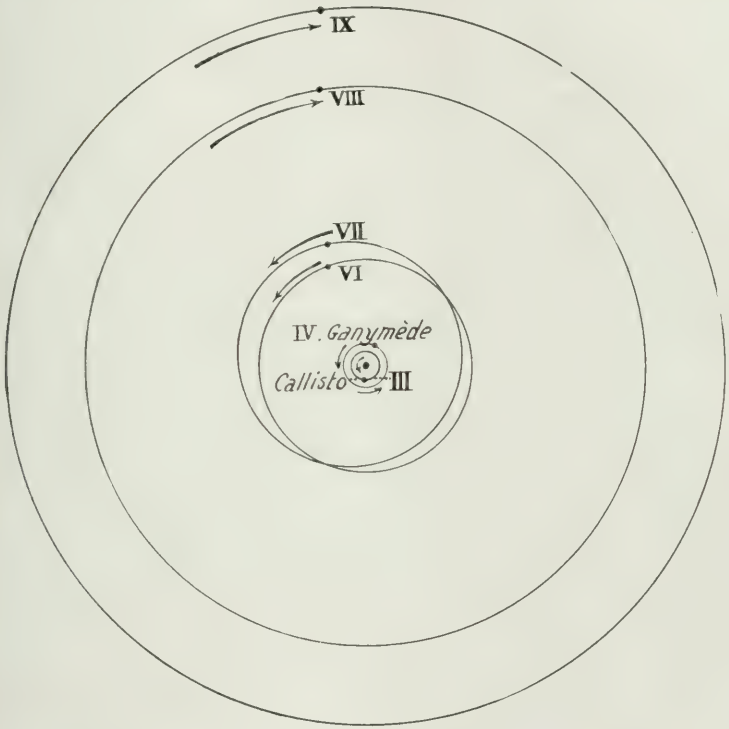


Fig. 119. — Orbites des satellites de Jupiter.
Les satellites intérieurs II, I, V, ont été omis. IX et VIII sont rétrogrades.

le numéro V. Ainsi, jusqu'à cette époque, l'empire de Jupiter ne dépassait pas 26 rayons équatoriaux, soit environ 2 millions de kilomètres, lorsque Perrine, en 1904, signala un sixième satellite à 160 rayons, c'est-à-dire circulant à plus de 11 millions de kilomètres. Un mois plus tard, le même

observateur en apercevait un septième, véritable frère jumeau du précédent, tellement sont rapprochées les orbites des deux objets.

Le huitième ne devait être découvert qu'en 1908, par Melotte; il se trouvait à une distance double des deux derniers.

La liste paraissait close; il n'en fut rien : Nicholson, de l'Observatoire Lick, annonça en effet qu'en examinant un cliché photographique exposé le 21 Juillet 1914, il avait aperçu un neuvième satellite à une distance telle de la planète, que le nouveau venu ne mettait pas moins de trois années pour opérer sa révolution. Ce fait inattendu agrandissait du même coup le système jovien à 426 rayons équatoriaux, soit à plus de 30 millions de kilomètres.

Mais, ainsi que nous l'avons déjà fait observer, alors que les sept premiers satellites tournent dans le sens direct, les deux derniers, et les plus éloignés, sont animés d'un mouvement de révolution rétrograde.

Tels sont les faits; il ne reste plus maintenant qu'à en fournir une explication rationnelle.

Nous donnons à la page suivante les éléments des satellites de Jupiter, dont nous allons nous servir pour comprendre le mécanisme de la formation du système (V. aussi fig. 119).

Nous avons vu (n° 103) que la différence de vitesse orbitale entre Jupiter et un amas circulant à hauteur du satellite IX, c'est-à-dire à 5,0 du Soleil, est très faible; c'est l'attraction de la planète qui a surtout accéléré le mouvement et lui a donné une allure parabolique. La capture directe est donc impossible; mais nous avons montré qu'il n'en était plus de même pour la capture indirecte. En venant heurter les bords de l'énorme lentille représentant le système jovien, les amas circulant dans ces parages ont exercé sur l'ensemble, et dès le début, une influence rétrograde.

De là, un ralentissement de la tendance à la rotation directe et un mouvement de bascule de l'axe de rotation.

Le IXe satellite s'est séparé du reste de la masse

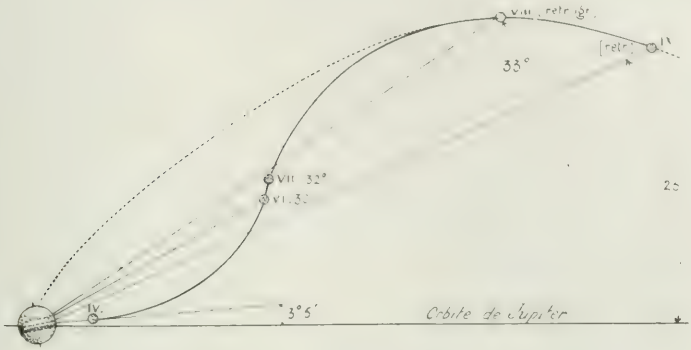


Fig. 120. — Formation des satellites de Jupiter. On peut voir que l'influence directe se fait sentir dès après la naissance du VIIIe satellite.

ÉLÉMENTS PRINCIPAUX DES NEUF SATELLITES DE JUPITER

NOMS	INCLINAISON DE L'ORBITE SUR CELLE DE LA PLANÈTE	DISTANCE MOYENNE EN RAYONS ÉQUATORIAUX DE JUPITER	DIAMÈTRE EN KILOMÈTRES
V (le plus proche).	3°18'	2,53	150
I Io.	3 3	5,91	4000
II Europe.	2 39	9,40	3300
III Ganymède . . .	3 10	14,99	5700
IV Callisto	2 58	26,36	4800
VI	30	160,46	très petit
VII	32	164,46	—
VIII (rétrograde) . .	33	329,3	—
IX (rétrograde) . .	25	426	—

Inclinaison de l'équateur de Jupiter sur son orbite = 3°5'.
Rayon équatorial de Jupiter. . . . . = 76750 km.

au moment où l'inclinaison atteignait 25 degrés ; à cette époque, la circulation était devenue nettement rétrograde sur les bords de l'ellipsoïde basculé, et la meilleure preuve, c'est que, même lorsque l'inclinaison dépassa la valeur de 33 degrés et que se détacha le VIIIe satellite, c'est-à-dire à 7 millions de kilomètres de la périphérie, le second-né de la famille jovienne tourna, comme son aîné, dans le sens rétrograde (V. fig. 119 et 120).

A partir de cet instant, où l'amas ellipsoïdal s'étendait à près de 24 millions de kilomètres, la contraction sembla tout entière employée à combattre l'influence rétrograde et à imposer la rotation directe : ce travail fut d'ailleurs grandement favorisé par l'arrivée des météores attardés circulant dans le plan de l'orbite de Jupiter (V. n° 110).

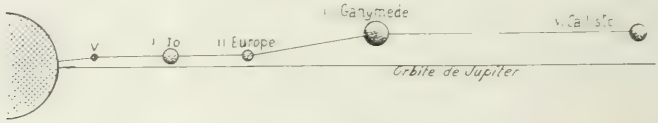


Fig. 121 montrant que les satellites intérieurs de Jupiter se sont détachés successivement, après de faibles mouvements de bascule, de l'amas planétaire.

On aurait pu voir alors tout le système se redresser lentement (fig. 121) ; aussi, lorsque se détachèrent les satellites VI et VII, malgré une diminution égale à la moitié du rayon primitif, l'inclinaison avait diminué seulement de 3 degrés. Et nous voici de nouveau en présence du phénomène déjà signalé à propos de Phobos et de Deimos ; mais, cette fois, le cas est plus typique encore : les VIe et VIIe satellites sont à tel point jumelés, que leur distance moyenne ne diffère que de deux fois le diamètre de Jupiter et que leur durée de révolution est égale à quelques jours près, les inclinaisons restant toujours très voisines. Nul doute, par conséquent, que ces deux objets ne se soient détachés en même temps et sur les bords diamétralement opposés de la lentille (V. fig. 119).

Les satellites VI, VII, VIII et IX, aussi bien les directs que les rétrogrades, sont tous des pygmées, compris entre la 14e et la 19e grandeur, et n'ont pu être découverts que par la photographie; cela s'explique d'ailleurs aisément, si l'on songe au régime instable et précaire sous lequel ils se sont formés (fig. 122).

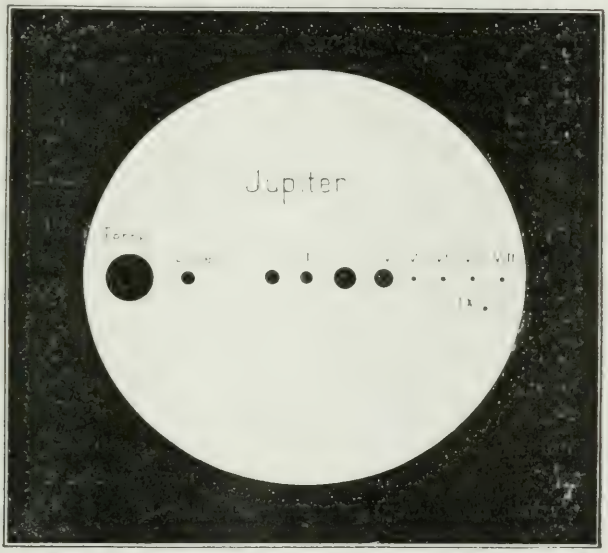


Fig. 122. — Dimensions comparées de Jupiter (grand disque blanc), de ses 9 satellites, de la Terre et de la Lune.

Il n'en sera plus de même à la phase suivante : dans le long intervalle séparant la naissance des deux derniers venus de celle de Callisto (IV), la période directe aura le temps de s'affirmer définitivement; la masse de l'ensemble sera devenue plus compacte, plus dense, et, si l'influence rétrograde se fait encore sentir par quelques rares soubresauts, l'amplitude de ces derniers, en aucun cas, ne dépassera quelques minutes d'arc.

On comprend mieux maintenant que même ces faibles mouvements alternatifs de bascule aient pu provoquer le décrochage de masses imposantes.

L'équateur du système est en effet à peine revenu vers sa position primitive, redressé par l'influence directe, que nous voyons le satellite IV commencer à se détacher, sous une inclinaison de 3 degrés environ. Or, Callisto est presque aussi gros que Mercure. L'oscillation suivante donne Ganymède, intermédiaire, comme volume, entre Mercure et Mars ; puis c'est le tour du IIe, Europe, un peu plus petit que notre Lune ; Io, le suivant, est un peu plus gros. On le voit, l'évolution du système jovien a donné lieu à de véritables planètes (fig. 122).

Quant au satellite V, le plus intérieur, son diamètre est faible, de 150 kilomètres environ ; il a dû ramasser la matière éparse autour de la planète géante. Les météores restant ont, depuis, formé autour de Jupiter cette sorte de couronne dont nous avons parlé. Peut-être y avait-il là matière à un nouveau et très petit satellite ; mais la formation d'un tel corps était impossible, et voici pourquoi.

Depuis les travaux d'Edouard Roche, de Montpellier, nous savons en effet qu'aucun satellite ne saurait exister en deçà d'une limite fixée à 2,44 fois le rayon de sa planète ; or, cette limite était déjà presque atteinte par le Ve satellite, dont la distance à Jupiter n'est que de 2,53 rayons équatoriaux. Ce théorème de Roche est d'une importance capitale et nous aurons bientôt l'occasion de l'utiliser à nouveau en étudiant le système suivant de Saturne.

117. ***Le système de Saturne : dix satellites.*** — Placé par les anciens à la limite du système solaire, Saturne effectue sa longue révolution, de près de 30 années, à une distance moyenne d'environ 1 milliard et demi de kilomètres ; mais l'excentricité donne, entre le périhélie et l'aphélie, un écart de plus de 159 millions de kilomètres. Toutefois, quelle que soit sa position par rapport à la nôtre, on conçoit que l'éloignement reste toujours énorme, et c'est une

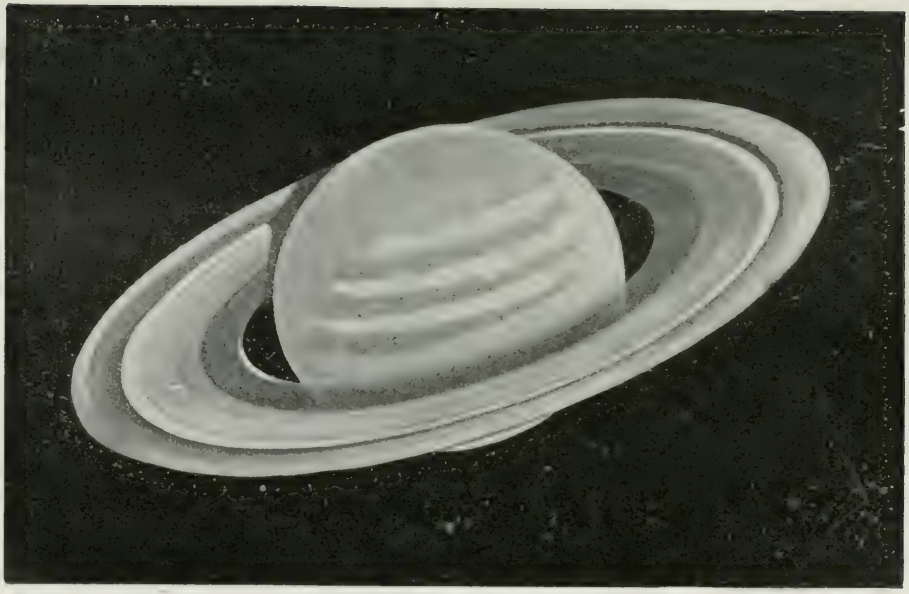


Fig. 123. — Saturne et ses anneaux.
(Dessin de l'abbé Moreux, Observatoire de Bourges.

difficulté réelle pour l'observation physique. Aussi, malgré les perfectionnements apportés à nos moyens optiques et en dépit des méthodes spectroscopiques, nos connaissances sur la planète n'ont fait que des progrès insignifiants depuis William Herschel. On sait que ce dernier, à l'aide de taches fugitives, avait conclu, en 1794, à une période de rotation de 10 h. 16 m.; mais l'indétermination reste la même que pour Jupiter : les bandes nuageuses distribuées suivant les parallèles sont animées de vitesses différentes selon les latitudes; à la hauteur de la bande tropicale, une tache située au Nord a donné 10 h. 14 m. 24 s.

Ainsi s'accuse cette parenté déjà signalée entre les grosses planètes, dont la période de rotation, très courte, amène comme conséquence un aplatissement prononcé : 1/16 environ pour Jupiter, 1/9,5 pour Saturne. Les deux planètes en sont encore à leur phase de première formation, globes entièrement gazeux; mais Saturne paraît moins avancé; sa densité de 0,64, plus faible que celle de l'eau, en est la preuve indiscutable. J'ajoute que cette conclusion s'accorde avec tout ce que nous savons de son aspect physique (pl. XIV, fig. 123).

Et cependant Saturne est né avant Jupiter. A quelles causes faut-il donc attribuer cette lenteur dans son évolution? A deux principalement : tout d'abord les matériaux destinés au globe saturnien étaient primitivement répandus sur une couronne circulaire plus large que celle de Jupiter; d'autre part, le volume de la planète ne vaut que 812 fois celui de la Terre, alors que le colosse jovien représente, en volume, 1341 globes terrestres; quant aux masses, qui doivent surtout compter en la circonstance, elles sont dans le rapport de 1 à 3,3; l'attraction sur les amas environnants a donc été moindre de la part de Saturne que de la part de Jupiter. On comprend aisément que, dans ces conditions, la formation des deux planètes ait pu différer quelque peu; Saturne a dû s'agglomérer fort lentement. Cette conclusion admise va nous donner la clef, pour ainsi dire, d'une quantité de particularités au premier abord inexplicables : forte

inclinaison de la planète et de certains satellites, présence d'un anneau, etc...

118. ***Les satellites de Saturne.*** — Quoi qu'il en soit et à part quelques différences non essentielles, le système de Saturne semble avoir été soumis aux mêmes lois que celles mises en jeu pour la formation de Jupiter.

Outre son anneau, qui fera l'objet d'un paragraphe spécial, Saturne est accompagné d'un cortège de dix satellites ; tous ont reçu un nom.

Voici les éléments principaux de ces satellites ; pour les autres données, on pourra se reporter aux Tableaux placés à la fin du volume.

PRINCIPAUX ÉLÉMENTS DES SATELLITES DE SATURNE

NOMS	INCLINAISON DE L'ORBITE SUR CELLE DE LA PLANÈTE	DISTANCE MOYENNE EN RAYONS ÉQUATORIAUX DE LA PLANÈTE	DIAMÈTRE EN KILOMÈTRES
I Mimas.	26°13′	3,07	700
II Encelade. . . .	26 47	3,94	800
III Téthys.	27 23	4,88	1500
IV Dioné	26 52	6,24	1300
V Rhéa.	26 39	8,72	1800
VI Titan.	26 13	20,22	3600
X Thémis. . .	37 49	24,17	50
VII Hypérion . . .	26 1	24,49	500
VIII Japet	16 55	58,91	2500
IX Phœbé. . . .	6 30	214,40	100

Inclinais. de l'équat. de Saturne sur le plan de son orbite = 26°49′.
Rayon équatorial de Saturne = 61600 kilomètres.

Ainsi que nous l'avons fait remarquer au sujet de Jupiter, les satellites de Saturne, en raison de leur inégale importance, n'ont pas tous été découverts à la fois. Le plus gros,

Titan, ne fut aperçu qu'en 1655 par Huyghens. Entre 1671 et 1684, J. D. Cassini signalait Japet, Rhéa, Téthys et Dioné ; ces derniers ont des diamètres s'échelonnant entre 1300 et 2500 kilomètres, alors que Titan, avec ses 3600 kilomètres, est encore plus volumineux que notre Lune. Au cours de l'année 1789, W. Herschel aperçut Mimas et Encelade (diamètre : 700 et 800 kilom.) ; J. P. Bond, en 1848, découvrait Hypérion, un peu plus gros que les deux précédents. Le système de Saturne s'étendait ainsi à 59 fois le rayon équatorial de la planète, soit à près de 4 millions de kilomètres (fig. 124). Mais, cinquante années plus

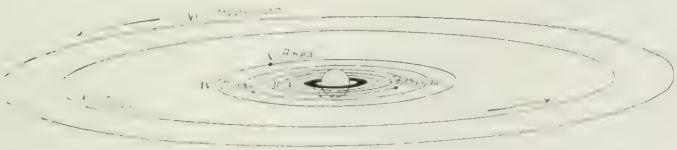


Fig. 124. — Plan du système de Saturne jusqu'à l'année 1898.

tard (1898), la découverte, par W. H. Pickering, de Phœbé, faible objet dont le diamètre ne dépasse pas 100 kilomètres, portait les dimensions du système à 214 rayons équatoriaux, ce qui correspond à une distance de 13 millions de kilomètres environ. Ce dernier satellite, le plus éloigné, est rétrograde, comme les satellites VIII et IX de Jupiter.

Enfin, le même astronome Pickering signalait en 1914 l'existence d'un dixième satellite, Thémis, de 50 kilomètres à peine de diamètre, qui venait prendre place entre Titan et Hypérion (V. fig. 125).

Un simple coup d'œil sur la figure représentant les inclinaisons (fig. 126) montre immédiatement que, dans le système de Saturne, l'influence rétrograde détacha un satellite dès le début, alors que la lentille planétaire commençait à basculer : Phœbé, le plus éloigné, s'est séparé de la masse à 6°30′ seulement d'inclinaison et il est rétrograde.

A partir de ce moment, l'influence rétrograde n'aura d'autre résultat tangible que celui d'augmenter l'inclinaison. Celle-ci s'accroît, en effet, jusqu'à près de 38° avec Thémis; mais, entre temps, Japet et Hypérion s'étaient détachés et la

Fig. 125. — Orbites des satellites extérieurs de la planète Saturne.

contraction de la lentille, qui, depuis la naissance de Phœbé, avait vu son rayon diminuer de 10 millions de kilomètres lorsque apparut Japet, avait déjà amené l'installation définitive de la période directe.

A ne consulter que le plan du système, on pourrait croire

que Thémis et Hypérion sont jumelés comme les satellites VI et VII de Jupiter ; mais il faut tenir compte de la différence des inclinaisons, qui atteint près de 12 degrés ! Il

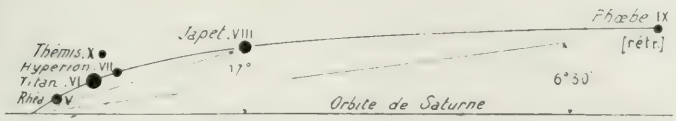


Fig. 126. — Formation des satellites de Saturne. Les inclinaisons des orbites augmentent généralement en approchant de la planète.

n'est pas impossible que Thémis et Hypérion se soient détachés vers la même époque ; mais alors il faut admettre que les perturbations ont amené d'importants changements dans l'obliquité des orbites, ce qui n'aurait rien d'invraisemblable.

En tout cas, dès l'apparition de Thémis, il se passe un phénomène analogue à celui que nous avons remarqué dans

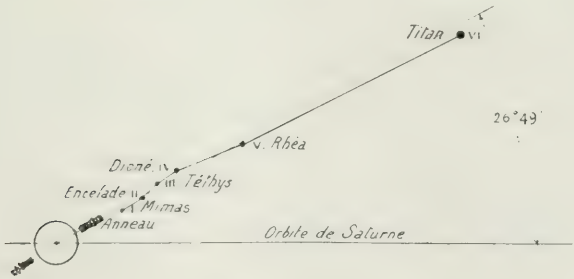


Fig. 127. — Formation des satellites intérieurs de Saturne à partir de Titan. Les inclinaisons oscillent autour d'une valeur moyenne.

le système jovien : avec la prépondérance de la période directe, la stabilité va s'affermir, le redressement commencera et nous assisterons à l'éclosion de gros satellites dont la série commence à la naissance de Titan. Mais, ici, en

raison sans doute de la lenteur de la formation, la période directe, après avoir relevé l'axe du système d'une dizaine de degrés seulement, s'est trouvée impuissante à le redresser davantage. Alors que, pour Jupiter, nous avons vu les amas retardataires continuer leur action jusqu'au redressement presque complet du globe jovien, rien de semblable n'est arrivé pour Saturne. Tous les satellites, de Titan à Mimas, se sont détachés à la suite de faibles oscillations autour d'une moyenne de 27°, et l'équateur même de la planète est resté fixé avec une inclinaison voisine de 27 degrés par rapport à son orbite (fig. 127).

Toutefois, ce qui distingue Saturne de toutes les autres planètes, c'est la présence autour de lui d'un anneau ou, plutôt, d'un véritable système d'anneaux concentriques du plus merveilleux effet. Rappelons d'abord leurs caractéristiques, nous essaierons ensuite d'expliquer leur formation.

119. ***Les anneaux de Saturne : leur formation.*** — Vue dans une lunette de moyenne puissance, la planète paraît toujours entourée d'au moins trois anneaux ; celui de l'extérieur, dénommé A ; l'anneau B moyen et enfin l'anneau C intérieur.

C'est l'anneau B qui est de beaucoup le plus apparent ; de teinte dorée, il présente, à sa périphérie extérieure, une forte condensation circulaire brillante qui forme le plus beau contraste avec la raie noire le séparant de l'anneau extérieur. Cette division, large de près de 3000 kilomètres, porte le nom de Cassini, qui la remarqua dès 1675 ; elle correspond à un véritable vide circulaire à travers lequel on peut apercevoir parfois les étoiles et les satellites.

Au delà, c'est l'anneau A, le plus extérieur, de teinte argentée, plus mate et plus grise que celle du précédent. Lui aussi semble divisé par une raie fine notée pour la première fois par Encke ; mais cette division, trois fois plus faible que la raie de Cassini, est assez mal définie et ne correspondrait au surplus qu'à un simple amincissement de l'anneau.

En 1850, Bond signala l'existence d'un anneau intérieur aux deux premiers; son bord interne, qui commence à 11640 kilomètres seulement de la surface équatoriale de Saturne, est surtout nettement visible par contraste avec le fond du ciel; tout l'ensemble apparaît sous la forme d'un anneau laiteux, transparent, et au travers duquel on aperçoit fort bien le disque de Saturne.

Quant à la largeur de chaque anneau et de l'ensemble, voici un Tableau qui résume les données actuelles.

	LARGEUR	LARGEUR TOTALE
Anneau extérieur A.	18818 kilom.	67740 kilom.
Division de Cassini	2741 —	
Anneau moyen B.	27966 —	
Anneau sombre C.	18215 —	

En somme, l'ensemble des anneaux, y compris la division de Cassini, forme autour de Saturne une ceinture circulaire de 67740 kilomètres de largeur, dont l'orbe extrême se trouve à 141000 kilomètres du centre du globe, en moyenne.

Différentes observations faites au moment où les anneaux se présentent par la tranche et la considération de la forme de l'ombre portée sur le globe saturnien ont montré que l'épaisseur des anneaux est loin d'être uniforme : très faible dans l'anneau sombre, celle-ci augmente rapidement dans l'anneau moyen, où elle atteint son maximum un peu avant la division de Cassini. L'anneau extérieur semble plus plat d'une façon générale; mais il est aminci lui-même en sa partie médiane correspondant à la division d'Encke.

On ne peut donc assigner une valeur unique à l'épaisseur des anneaux, et nous resterons plus près de la réalité en disant que cette épaisseur est comprise entre 70 et 150 kilomètres.

De quelle nature sont ces anneaux ? Gazeux ou liquides, ils se seraient rapprochés lentement de la planète et se seraient depuis longtemps incorporés à sa masse : un tout solide aurait été voué à une rapide dislocation.

Mécaniquement, ils ne peuvent être constitués que par des particules de petites dimensions, quelque chose comme un essaim de météores, véritables satellites dont chacun accomplit son mouvement de révolution pour son propre compte. Mais alors, si telle est bien la constitution de l'anneau, un corollaire s'impose : d'après les lois de Képler, les particules intérieures doivent tourner plus vite que les portions extérieures. La vérification d'un tel état de choses n'était pas facile, et cependant la méthode spectroscopique nous a fourni à ce sujet des indications qui ne font aucun doute depuis les expériences de Keeler en 1895[1]. Les durées de révolution des particules obéissent bien à la troisième loi de Képler ; elles doivent être de 13 heures pour les parties extérieures de l'anneau et de 5 h. 30 minutes seulement pour celles du bord interne, qui tournent plus vite que la partie équatoriale de Saturne.

Un tel résultat, disons-le en passant, n'est pas précisément de nature à faire plaisir aux défenseurs des théories cosmogoniques de Laplace.

« On se souvient en effet que, pour le savant géomètre, écrivais-je récemment, les planètes résultaient de la rupture d'anneaux détachés successivement d'une sphère en rotation ; les satellites étaient issus de leur planète par un mécanisme analogue. Pour illustrer la théorie, on avait même recours à la fameuse expérience de la goutte d'huile de Plateau ; en tournant, disait-on, la goutte primitivement sphérique s'aplatit et prend la forme d'un ellipsoïde de révolution (fig. 128) ; mais l'aplatissement ne saurait être illimité ; l'accélération détache bientôt le bourrelet équatorial sous la forme d'un anneau. Celui-ci peut se rompre : nous avons

[1] V. *Astr. Journal*, I, p. 416.

dès lors un satellite ; s'il persiste tel quel, il figure vraiment l'appendice accompagnant Saturne.

« Et c'est là précisément que l'assimilation est injustifiable. Pour conserver la loi des aires, l'anneau doit tourner plus lentement que la sphère dont il s'est détaché ; la même remarque est encore valable pour un satellite. Nous avons vu que tel n'est pas le cas du satellite intérieur de Mars et pas davantage celui de l'anneau saturnien. Force nous est

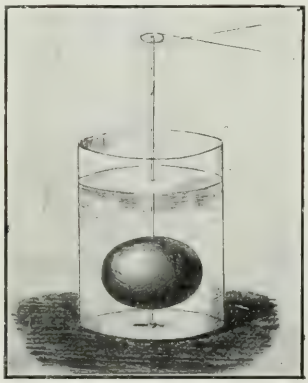


Fig. 128. — Expérience de Plateau.

de conclure que ni l'un ni l'autre ne sont dérivés de leur planète par la voie qu'indiquait Laplace.

« Les petites particules de l'anneau n'ont jamais appartenu au globe de Saturne ; ils constituent plutôt les matériaux d'un satellite mort-né, c'est-à-dire qui ne put achever sa formation[1]. »

Mais revenons à la constitution des anneaux. La théorie satellitaire a fait mieux que résister aux assauts ; elle a pu fournir l'explication des vides et des condensations remarquées dans l'anneau ; les uns et les autres paraissent soumis

[1] Th. Moreux : *Où en est l'Astronomie*, p. 174.

à la fameuse loi de commensurabilité que Kirkwood[1] avait indiquée à propos de la distribution des astéroïdes. Là où nous constatons un rapport simple entre la période de révolution d'une particule et celle des quatre premiers satellites, un vide se produit; le calcul indique que la raréfaction atteint son maximum à la hauteur de la divisisn de Cassini; celle-là seule paraît, pour cette raison, douée d'une grande stabilité; partout ailleurs, les perturbations s'annulent en partie et, comme pour les astéroïdes, les vides ne sont jamais ni complets, ni constants[2].

Il reste cependant un point à éclaircir : la masse totale de l'anneau est insignifiante, à en juger par les perturbations insensibles qu'elle apporte dans la marche des satellites. Une couche de météorites, même peu épaisse, mais s'étendant sur une couronne dont la largeur surpasse plus de cinq diamètres terrestres, devrait pourtant représenter une quantité de matière appréciable; il y a donc là une contradiction flagrante.

Ainsi, l'observation réclame pour eux une légèreté spécifique les rapprochant des amas gazeux, et cependant nous avons vu, d'autre part, qu'il faut écarter cette hypothèse. L'antinomie disparaîtrait peut-être si l'on admettait que chaque sphérule satellitaire bien distincte de sa voisine est loin d'avoir atteint son dernier degré de condensation : ce serait une petite atmosphère entourant un noyau plus avancé. Cette explication m'a été suggérée par ce fait que nous voyons de véritables satellites nous présenter un état de ce genre; tels sont par exemple les quatre gros satellites de Jupiter, dont l'*albedo* est comparable à celui de leur planète, indice certain d'une constitution analogue.

120. — Cette question des anneaux de Saturne a donné lieu à des travaux théoriques de tout premier ordre, parmi

[1] Cf. *Météoric Astronomy*, ch. XII, 1871. Nous en avons aussi parlé plus haut : ch. V, 2e partie, n° 81.

[2] V. aussi MAYER : *Astron. Nachr.*, n° 2527.

lesquels il faut citer ceux de Roche, de Maxwell, de Hirn et même de Sophie Kowalewski; mais ceux-ci n'ont vraiment eu pour objet que de mettre en évidence la stabilité de cette étrange couronne. Struve n'avait-il pas annoncé, en 1851, que l'anneau se rapprochait de la planète? En trois siècles, la disparition devait être totale. Les mesures modernes n'ont pas ratifié cette prophétie pessimiste[1].

Le phénomène du rapprochement de l'anneau est simplement soumis à une période déterminée : tout comme les orbites des planètes, les trajectoires des milliards de satellites composant la couronne totale se déforment à la façon d'un cerceau élastique. Les mouvements dans la masse sont d'ailleurs extrêmement complexes; les plus excentriques ont été vite éliminés; cependant, ceux qui persistent ne sont pas nettement circulaires, et la preuve nous en est fournie par le fait que les anneaux ne sont pas exactement centrés sur le globe. Vues d'ici, les anses ne sont pas toujours symétriques, tant s'en faut! Nous sommes donc en présence d'un mécanisme d'une extrême complexité, et cela n'est rien en comparaison des obscurités qui entourent l'origine d'une aussi singulière formation.

Sans avoir la prétention de fournir une solution complète et définitive du problème, qu'il me soit permis cependant de verser quelques idées nouvelles dans le débat.

La véritable caractéristique du système de Saturne, nous l'avons amplement démontré, est la lenteur avec laquelle il paraît s'être formé. Les matériaux se sont acheminés si doucement vers le globe de la planète, qu'ils ont donné lieu au cours de l'évolution, non seulement à de nombreuses agglomérations au sein d'un espace relativement étroit, mais encore à plusieurs satellites fort importants, preuve manifeste d'une attraction moins puissante que celle de Jupiter.

Le petit satellite le plus rapproché de cette dernière planète en est encore à 2,53 rayons équatoriaux, donc un peu

[1] V. Observations de Barnard : *Month. Not.*, 1895, vol. LVI, p. 163.

au delà de cette fameuse limite de Roche à laquelle nous avons déjà fait allusion. Les météores circulant à l'intérieur de l'orbite du satellite le plus proche ont été en partie précipités sur le globe jovien ; le reste, à l'heure actuelle, doit s'acheminer fort lentement vers les régions équatoriales et tropicales de Jupiter et forme, nous l'avons vu, comme une sorte de couronne à la planète géante ; mais la succion a continué d'une façon ininterrompue.

Une attraction moins impérieuse aurait peut-être laissé subsister des traces plus visibles de condensation : la masse jovienne ne l'a point permis, mais le cas s'est précisément réalisé pour Saturne.

Entre Mimas, distant d'environ 3 rayons équatoriaux de sa planète, et la limite de Roche (2,44 rayons), la place manquait pour un nouveau satellite, cependant que les matériaux continuaient d'affluer : météores épars tournoyant dans un milieu d'abord résistant, ils commencèrent à décrire des trajectoires spiraloïdes qui amenèrent les premiers en contact avec la masse centrale. Mais l'attraction de la planète décroissant très vite avec la distance, on conçoit fort bien qu'à un moment donné l'afflux des météores fut loin de compenser la précipitation des couches voisines du globe. De là un vide nécessaire amenant une brusque diminution de la résistance. De spiraloïdes, les trajectoires devinrent circulaires, tout au moins peu excentriques, et le phénomène gagna de proche en proche les régions extérieures. Ces manifestations furent nettement périodiques à l'origine ; mais, peu à peu, elles s'espacèrent, jusqu'au jour où fut acquise une relative stabilité.

Sans doute un tel mécanisme, aboutissant à la construction d'une large couronne, n'a pas dû être l'apanage exclusif de Saturne ; il s'est produit maintes fois dans tous les systèmes planétaires, au cours de leur évolution, parce qu'il est le résultat inéluctable des lois les plus certaines de la Mécanique céleste. Mais alors, nous sommes en droit de nous demander pour quelle raison, ici, les anneaux ont subsisté, tandis qu'ailleurs ils ont disparu.

La réponse à cette dernière question est tout entière contenue dans notre théorie des satellites. Rappelons-nous, en effet, que la formation de ces derniers est essentiellement subordonnée à un mouvement de bascule de la lentille dont ils se sont détachés. Supprimez ce mouvement, et la condensation fait son œuvre : l'ensemble continue régulièrement la contraction commencée ; et c'est la vraie raison pour laquelle, nous l'avons amplement constaté, les inclinaisons des orbites changent toujours d'un satellite au suivant. Lors même que nos Ephémérides annoncent des inclinaisons égales, comme pour les satellites proches de Jupiter ou de Saturne, nous n'ignorons pas qu'en réalité, il existe nécessairement de faibles écarts dus aux perturbations de toutes sortes : action mutuelle des corps en présence, renflement équatorial de la planète, attraction du Soleil, etc...

Eh bien ! le cas est précisément tout différent pour les anneaux de Saturne : les mesures effectuées jusqu'à ce jour nous prouvent que ceux-ci ont leur plan général en coïncidence exacte avec l'équateur de la planète. Cette circonstance existait déjà, cela n'est pas douteux, au moment où les météores composant l'anneau primitif se sont précipités sur le globe ; mais, en raison peut-être de leur distribution symétrique, et, en tout cas, de leur nombre notoirement insuffisant, ces amas météoriques ont été impuissants à faire dévier l'axe de la planète ; la coïncidence avec l'équateur n'a donc pas été altérée, donc aucune formation satellitaire n'a pu s'effectuer.

Est-ce à dire que la stabilité actuelle des anneaux de Saturne met ceux-ci à l'abri de toute destruction ? Ici encore la théorie et l'observation vont nous fournir d'utiles indications.

L'épaisseur maximum des anneaux est de 150 kilomètres : ce chiffre, généralement adopté, correspond à la partie la plus dense, la zone circulaire située sur le bord externe de l'anneau moyen et limitrophe de la division de Cassini ; mais, un peu avant la dernière disparition de l'anneau, en Novembre 1920, M. W. H. Pickering a opéré une série de

mesures qui tendraient à montrer que l'anneau intérieur transparent, bien connu sous le nom d'*anneau de crêpe,* possède une épaisseur très appréciable et voisine de 3200 kilomètres[1]. Le fait en lui-même est évidemment plus vraisemblable que nos anciennes interprétations. Ainsi, Saturne serait entouré d'une couronne analogue, même comme forme, à celle du Soleil : l'anneau que nous lui voyons ne constituerait que la partie médiane la plus dense.

Si telle est la réalité, on conçoit fort bien que les amas météoriques, dispersés dans un large ellipsoïde de révolution très aplati, s'incorporent lentement au globe saturnien ; ce sont eux qui, par leur chute oblique à la surface de la planète, y introduisent cette accélération équatoriale déjà constatée sur Jupiter et le Soleil.

Ainsi s'affirme, une fois de plus, la similitude du mécanisme qui façonne les mondes et les achemine sûrement vers la condensation, prélude de la mort, cette fin inéluctable réservée à toute chose contingente.

121. ***Le système d'Uranus; quatre satellites rétrogrades.*** — Pour les anciens astronomes, le système solaire se terminait à Saturne ; au delà, c'était la région des étoiles. La découverte par W. Herschel, en 1781, de la planète Uranus vint, d'un seul coup, doubler l'empire du Soleil.

Uranus, à sa distance moyenne, est à près de trois milliards de kilomètres de l'astre central ; il dépasse même très peu cette distance à son aphélie, grâce à sa faible excentricité (0,046).

Sa masse est près de 15 fois celle de la Terre ; mais son énorme volume le classe dans les planètes à faible densité. D'ailleurs, à cette grande distance, l'observation est très difficile ; le disque paraît très aplati (1/13 environ), mais les mesures sont assez délicates. La discussion des observations récentes, corrigées de l'irradiation, m'a fait adopter la valeur

[1] Cf. *Revue du Ciel*, Août 1921.

de 49000 kilomètres pour le diamètre équatorial, ce qui nous conduit à un volume 52 fois supérieur à celui de la Terre, et, comme la masse nous est connue avec précision par les mouvements des satellites, nous en pouvons conclure à une densité de 1,54.

L'indétermination reste encore sur l'aspect physique de la planète : les bandes diffuses et faibles aperçues par différents

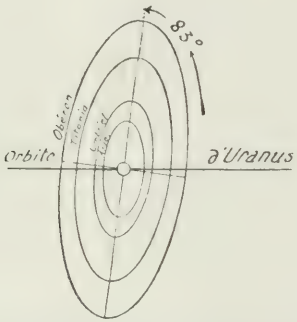


Fig. 129. — Orbites des quatre satellites d'Uranus ; le sens de la révolution est rétrograde.

observateurs offrent trop peu de consistance pour nous permettre des précisions. L'opinion la plus générale est que la planète tournerait sur elle-même en 11 ou 12 heures environ, continuant ainsi le régime de rotation rapide déjà constaté pour Jupiter et Saturne.

Uranus possède quatre satellites. Les deux plus gros et les plus extérieurs, Titania et Obéron, ont été découverts par W. Herschel en 1787 ; Ariel et Umbriel, qui circulent plus près de la planète, ne furent aperçus qu'en 1851 par Lassel. Ce sont tous de petits corps dont le diamètre est compris entre 650 kilomètres (Umbriel) et 1300 kilomètres (Titania) ; ils opèrent leur révolution dans des plans extrêmement voisins et dont l'inclinaison moyenne par rapport à l'orbite de la planète est de 83 degrés environ. En outre, fait extrêmement remarquable, tous ces satellites sont

animés d'un mouvement de circulation rétrograde (V. fig. 129).

Nous avons vu comment M. Faye avait tenté de justifier cette particularité : malheureusement, son explication était fort incomplète. En tablant seulement sur les différences de vitesse orbitale à mesure que nous nous éloignons du Soleil, il doit s'ensuivre que toutes les planètes sont astreintes à tourner dans le sens rétrograde, et les mêmes raisons sont valables pour les satellites. Or telle n'est pas la réalité : en fait, toutes les planètes de Vénus à Saturne sont animées d'un mouvement de rotation direct. Quant aux satellites, sur les 22 étudiés dans les pages précédentes, 3 seulement sont rétrogrades et, dans les deux systèmes où nous les avons rencontrés, ces satellites étaient les plus éloignés.

La cause de cette apparente anomalie, nous l'avons démontré, réside simplement dans le fait que jusqu'ici l'influence directe a été finalement prépondérante. Comme, d'autre part, cette influence directe est due, en dernière analyse, à la marée solaire, il est naturel qu'elle diminuât avec la distance, donc qu'elle permit à l'influence rétrograde de toucher les systèmes éloignés du Soleil : les mondes de Jupiter et de Saturne n'ont subi ses atteintes qu'à leur périphérie ; mais, plus loin, ce fut sur toute la lentille planétaire qu'elle mit son emprise.

Et c'est précisément ce que nous constatons pour les systèmes d'Uranus et de Neptune.

La lente révolution d'Uranus, qui ne dure pas moins de 84 années, nous montre qu'à cette lointaine distance du Soleil, l'amas planétaire ayant donné naissance à ce système était animé d'un mouvement de rotation direct à peine sensible. La durée de rotation étant, en effet, égale à celle de révolution, l'ellipsoïde uranien ne tournait même pas annuellement de 5 degrés sur lui-même ; et ceci est encore un maximum, car, à l'origine, les planètes étaient plus éloignées de l'astre central ; elles ne se sont rapprochées que peu à peu, grâce à la condensation de la nébuleuse. Dans ces conditions, les différences de vitesse orbitales ayant donné

naissance à l'influence rétrograde, quoique faibles à la hauteur d'Uranus, eurent beau jeu, et il n'est pas étonnant qu'elles aient imposé de bonne heure un régime de rotation entièrement rétrograde pour tout le système.

Voilà aussi pourquoi l'axe de la lentille a basculé d'une énorme quantité et c'est précisément ce que Faye avait oublié de nous dire.

Une fois le mouvement général de bascule accompli, la condensation suivit son cours et de lentes oscillations, à faible amplitude, suffirent à détacher les quatre satellites.

Quant au globe même d'Uranus, on avait admis autrefois que l'inclinaison de son équateur différait de 15 à 20 degrés du plan de circulation moyen des satellites; mais la théorie du mouvement de ces derniers, développée par Tisserand, tend à faire croire à une meilleure coïncidence. La planète tourne-t-elle sur elle-même dans le sens direct ou bien dans le sens rétrograde, comme l'ont affirmé sans preuves suffisantes tous les vulgarisateurs depuis un demi-siècle? Nous l'ignorons totalement et il faudra de nouvelles observations pour nous fixer à cet égard.

122. ***Le système de Neptune : un satellite rétrograde.*** — La plupart des considérations précédentes développées au sujet du système d'Uranus sont valables *à fortiori* pour celui de Neptune situé encore plus loin du Soleil; il nous paraît donc inutile d'y revenir et nous nous bornerons aux caractéristiques de la planète découverte en Septembre 1846, grâce aux calculs de Le Verrier, et de son unique satellite aperçu à peine un mois plus tard par Lassell.

La distance moyenne de Neptune au Soleil est de 4 milliards et demi de kilomètres, en chiffres ronds, avec une durée de révolution de près de 165 ans. Grâce à son satellite, qui est rétrograde comme ceux d'Uranus, nous connaissons très exactement la masse de la planète. Elle vaut 17 fois celle de la Terre, c'est-à-dire qu'elle est un peu supérieure à celle d'Uranus.

Les mesures récentes lui assignent un diamètre de 50 000 kilomètres, ce qui nous donne un volume d'environ 60 fois celui de notre globe, avec une densité de 1,55.

Ainsi Neptune serait un peu plus gros qu'Uranus, mais posséderait la même densité, celle des planètes extérieures, qui plaide pour une constitution gazeuse avec une température élevée. Il nous faut nous contenter de ces chiffres, car, étant donné l'éloignement de la planète, l'observation ne nous permet aucune précision. See, en 1899, a bien signalé

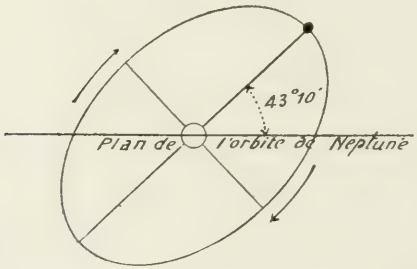


Fig. 130. — Orbite du satellite rétrograde de Neptune.

l'existence d'une bande équatoriale nuageuse qui occupait, disait-il, la position prévue par la théorie; mais Barnard, avec le puissant télescope de l'Observatoire Lick, fut toujours dans l'impossibilité de distinguer semblable objet.

En discutant les observations des mouvements de l'unique satellite de Neptune, Tisserand et Newcomb sont arrivés, chacun de leur côté, à des conclusions identiques. Le satellite, animé d'un mouvement rétrograde, présente une orbite inclinée de 43° 10' sur celle de Neptune et de 20 degrés par rapport à l'équateur de ce dernier (fig. 128). La planète n'aurait qu'un faible aplatissement de 1/85, ce qui milite en faveur d'une rotation lente (fig. 130).

Sous ce dernier rapport, Neptune ferait donc exception parmi les planètes extérieures qui, nous l'avons vu, tournent

toutes très rapidement. Cette assertion toutefois mérite plus ample examen; les observations plus récentes de Maxwell Hall (1883-84) tendent à faire croire, en effet, que la planète possède une rotation dont la durée serait voisine de 8 heures. Tout cela est très vague et très imprécis, comme les taches du disque de Neptune, qui ne nous permettent même pas de connaître le sens de rotation de cette planète lointaine. Nous donnons ici les principaux éléments des satellites des deux planètes précédentes.

SATELLITES D'URANUS

NOMS	INCLINAISON DE L'ORBITE SUR CELLE DE LA PLANÈTE	DISTANCE MOYENNE EN RAYONS ÉQUATORIAUX DE LA PLANÈTE	DIAMÈTRE EN KILOMÈTRES
I Ariel	82°48′	7,71	800
II Umbriel.	82 25	10,75	650
III Titania	82 59	17,63	1300
IV Obéron	82 52	23,57	1000

SATELLITE DE NEPTUNE

Inclinaison de l'orbite sur celle de la planète.	43°10′
Distance moyenne en rayons équatoriaux de la planète. .	13,33
Diamètre en kilomètres	3000

Diamètre équatorial de Neptune (adopté) : 50000 kilom.

123. ***Loi de la formation mécanique des satellites et loi des distances.*** — Bon nombre d'auteurs ont essayé à diverses reprises de dégager de l'ensemble des positions des satellites une loi simple des distances; mais leurs efforts n'ont jamais abouti à des résultats bien intéressants. C'est qu'en fait, la formation des satellites a toujours été fonction d'une foule de causes assez difficiles à fixer pour un cas particulier. Il faudrait pouvoir tenir compte des perturba-

tions, des masses planétaires et de l'action de la marée exercée par le Soleil. Néanmoins, ce que nous avons dit à propos de la loi de Bode, ou plutôt de la progression de Wolf (n° 71 et suiv.), doit être applicable ici, à condition de se contenter de généralités.

On peut donc admettre, en gros, que le mouvement de bascule de la planète, mouvement dû à l'influence rétrograde, s'est effectué avec une certaine régularité et que les déviations ont été proportionnelles à la masse des matériaux précipités par la condensation sur l'amas planétaire. Ce dernier devait affecter au début une forme ellipsoïdale se rapprochant de celle de la grande nébuleuse. Supposons une loi analogue en tout point à celle de Bode ; alors les distances seront doublées en passant d'un satellite au suivant et nous aurons encore la progression :

$$\div 1 : 2 : 4 : 8 : 16 : 32 \ldots \text{ etc.}$$

dont les intervalles seront représentés par les mêmes nombres (V. la note de la page 162).

Mais, pendant la condensation, d'un satellite au suivant, en allant vers le centre, la masse planétaire aura basculé. Admettons, par hypothèse, que la déviation reste constante, ou à peu près, pour une même planète et soit α cet angle de déviation : un satellite se détachera à l'extrémité du rayon 1, à une distance du plan de l'orbite égale à $\sin \alpha$. Pour le satellite suivant, cette distance (le rayon étant 1/2) sera :

$$\frac{1}{2} \sin 2\alpha.$$

Si nous construisons la courbe des positions des satellites successifs, nous aurons pour les ordonnées et pour les abscisses les valeurs suivantes :

Valeurs de y	Valeurs de x
$1 \sin \alpha.$	$1 \cos \alpha.$
$\frac{1}{2} \sin 2\alpha.$	$\frac{1}{2} \cos 2\alpha.$
$\frac{1}{4} \sin 3\alpha.$	$\frac{1}{4} \cos 3\alpha.$
$\frac{1}{8} \sin 4\alpha.$	$\frac{1}{8} \cos 4\alpha.$
$\frac{1}{16} \sin 5\alpha.$	$\frac{1}{16} \cos 5\alpha.$
$\frac{1}{32} \sin 6\alpha.$	$\frac{1}{32} \cos 6\alpha.$

La courbe sera donc définie par les deux équations paramétriques suivantes :

$$x = \frac{1}{2^n} \cos (n+1)\alpha ;$$

$$y = \frac{1}{2^n} \sin (n+1)\alpha ;$$

n étant la variable indépendante et α une constante.

Transformons en coordonnées polaires, nous aurons :

$$r^2 = x^2 + y^2 = \frac{1}{2^{2n}} ;$$

d'où

$$r = \pm \frac{1}{2^n} ;$$

et

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{y}{x} = \operatorname{tg} (n+1)\alpha ;$$

d'où

$$\theta = k\pi + (n+1)\alpha.$$

Pour le cas que nous étudions, nous pouvons prendre :

$$r = \frac{1}{2^n} \quad \text{et} \quad \theta = (n+1)\,\alpha.$$

Éliminons n entre ces deux équations.

De la seconde, on tire :

$$n = \frac{\theta - \alpha}{\alpha}.$$

Substituons dans la première, il vient :

$$r = \frac{1}{2^{\frac{\theta-\alpha}{\alpha}}} = 2^{\frac{\alpha-\theta}{\alpha}} = 2^{1-\frac{\theta}{\alpha}}.$$

Cette équation est classique; la courbe qu'elle représente est une branche de spirale logarithmique.

Parmi les propriétés nombreuses de cette courbe, les suivantes sont à signaler :

Faisons tout d'abord varier θ à partir de α et donnons-lui successivement les valeurs :

$$\alpha, \quad 2\alpha, \quad 3\alpha, \quad 4\alpha, \text{ etc...},$$

r prendra les valeurs correspondantes :

$$1, \quad \frac{1}{2}, \quad \frac{1}{4}, \quad \frac{1}{8}, \text{ etc...},$$

autrement dit, quand θ croît suivant une progression arithmétique, r décroît suivant une progression géométrique.

De plus, l'angle que fait la tangente à la courbe avec le rayon vecteur est constant.

En effet, en appelant V cet angle, on a :

$$\operatorname{tg} V = \frac{r}{r'} = \frac{2^{1-\frac{\theta}{\alpha}} \times (-\alpha)}{2^{1-\frac{\theta}{\alpha}} \times \operatorname{Log} 2} = -\frac{\alpha}{\operatorname{Log} 2}.$$

Il est facile de se rendre compte de l'allure générale de la courbe : Pour $\theta = 0$, $r = 2$; la courbe coupe l'axe polaire

en un point situé à une distance du pôle égale à 2. Ensuite, elle tourne sans cesse autour du pôle, quand θ croît jusqu'à l'infini. Elle se rapproche en même temps indéfiniment du pôle O, qui est un point asymptotique.

Suivant la valeur de α, la courbure est plus ou moins prononcée. Dans notre figure 131, nous avons donné à α la valeur de 5 degrés seulement ; c'est ce qui explique l'allure générale ; mais y a toujours, si nous revenons aux axes rectangulaires, un maximum entre A et B, pour une certaine valeur de θ facile à calculer. V. fig. 131 (I).

On a en effet :

$$y = r \sin \theta = 2^{1-\frac{\theta}{\alpha}} \sin \theta$$

Le maximum correspond à :

$$\frac{dy}{d\theta} = \frac{2^{1-\frac{\theta}{\alpha}} . \operatorname{Log} 2}{-\alpha} \sin \theta + 2^{1-\frac{\theta}{\alpha}} \cos \theta = 0,$$

ou

$$\frac{dy}{d\theta} = 2^{1-\frac{\theta}{\alpha}} \left(\cos \theta - \frac{\sin \theta . \operatorname{Log} 2}{\alpha} \right) = 0.$$

On tire de cette équation :

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{\alpha}{\operatorname{Log} 2} \cdot$$

Dans le cas où $\alpha = 5^\circ$, c'est-à-dire en radians $\frac{\pi}{36}$, puisque

$$\operatorname{Log} 2 = 0{,}69315,$$

on a,

$$\log \operatorname{tg} \theta = \bar{1}{,}10002,$$

et par suite

$$\theta = 7^\circ 10' 32''.$$

La valeur de x correspondante est :

$$x = r \cos \theta = 2^{1 - \frac{\theta}{\alpha}} \cos \theta = 2^{1 - \frac{7°10'32''}{5°}} \cos 7°10'32'' = 0{,}75292,$$

et la valeur de y :

$$y = r \sin \theta = 2^{1 - \frac{\theta}{\alpha}} \sin \theta = 0{,}094665.$$

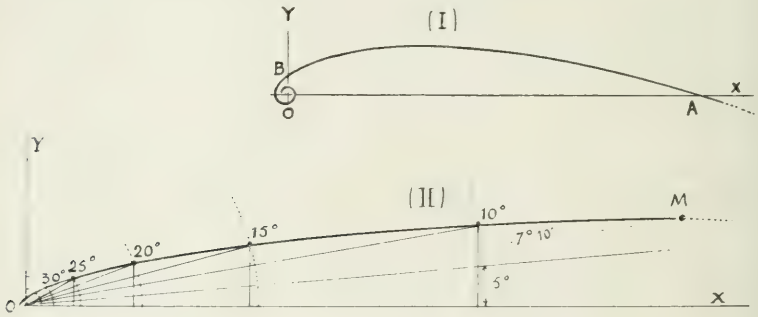


Fig. 131. — I. Spirale logarithmique. — II. Partie de la spirale logarithmique décrite par l'extrémité d'une lentille planétaire dans son mouvement de bascule. M, maximum de distance à l'axe des X.

La grande courbe de la figure 131 a été construite d'après ces données. Il est déjà remarquable de constater qu'elle ressemble à la courbe de la figure 126 qui relie les positions des satellites de Saturne.

La figure 120, analogue pour Jupiter, est encore plus caractéristique ; on y voit en effet très nettement le maximum à hauteur du VIIIe satellite ; mais, en raison de l'influence directe, la courbe ne se continue guère plus loin ; toutefois, elle se raccorde à une courbe du même genre, mais tournée en sens contraire.

D'ailleurs, la condensation et le mouvement de bascule parti de la masse centrale n'ont pas toujours donné lieu à la formation de satellites ; c'est ce qui explique les nombreuses

lacunes signalées dans tous les systèmes planétaires sous l'influence de causes complexes.

Ainsi, la Terre n'a eu qu'un satellite, au début de l'influence rétrograde. Quant à Saturne et à Jupiter, leurs systèmes respectifs sont très incomplets, soit que certains satellites manquent réellement, soit qu'ils n'aient pas encore été découverts.

Terminons en donnant quelques indications relatives aux distances des satellites de Jupiter. Ces distances ont déjà été mentionnées dans le Tableau du nº 116, où elles sont représentées en rayons équatoriaux de la planète. Nous allons les écrire de nouveau, en mettant en regard les distances des planètes au Soleil, exprimées en dizaines de millions de kilomètres.

DISTANCES DES SATELLITES DE JUPITER		DISTANCES DES PLANÈTES AU SOLEIL	
V	2,53	»	»
I Io	5,9	Mercure	5,8
II Europe	9,4	Vénus	10,8
III Ganymède	14,9	Terre	14,9
IV Callisto	26,3	Mars	22,7
»	»	Astéroïdes	41,8
»	»	Jupiter	78
VI et VII (dist. moy.)	162,2	Saturne	142
VIII	329	Uranus	290
IX	426	Neptune	450

On voit les lacunes : le satellite V n'a pas de correspondant dans le système planétaire ; inversement, les astéroïdes et Jupiter ne sont pas représentés dans le système des satellites ; VI et VII ont donné naissance à deux satellites très rapprochés.

Tous les autres ont des correspondants et les distances sont calquées sur le même modèle. Une concordance aussi

parfaite indique bien qu'une loi analogue à celle de Bode a présidé à la formation. Malgré les perturbations et les lacunes, on sent que nous nous trouvons en face des vestiges d'une loi que des causes étrangères n'ont pu faire disparaître totalement.

Différents auteurs ont essayé de trouver une relation entre les distances et les densités de chaque planète ; toutes ces tentatives sont plus ou moins intéressantes pour la raison que la densité, élément dépendant de la phase de condensation, varie beaucoup plus vite que les inclinaisons, les distances, etc...

Lorsque le Soleil et les planètes seront refroidis, les satellites continueront à tourner autour de leur primaire, les planètes à circuler autour de l'astre central, sans qu'un changement important se soit manifesté dans le plan du système... Dès lors que deviendront ces prétendues lois des densités en fonction des rotations et des distances? qu'étaient-elles de même autrefois?

Tout cela paraît bien précaire et je n'ai jamais pu prendre au sérieux ces jeux de combinaisons auxquels se prête d'ailleurs n'importe quelle série de nombres, lorsqu'on fait appel à l'ingéniosité et à l'imagination.

CHAPITRE XI

QUESTIONS DIVERSES

124. ***Les planètes intra-mercurielles.*** — Le Verrier croyait à l'existence, en deçà de Mercure, d'une ou de plusieurs planètes relativement petites, ou même d'un anneau d'astéroïdes : il pensait que c'était la seule manière d'expliquer les perturbations observées dans le mouvement de cette planète, « si bien faite, avait dit Moestlin en 1577, pour décrier la réputation des astronomes. »

Riccioli avait de même écrit plus tard : « Aucune planète n'a paru avoir des mouvements aussi compliqués ; le Mercure céleste est aussi impénétrable pour les astronomes que le Mercure terrestre pour les alchimistes. »

Et tout ceci était encore vrai au temps où Le Verrier entreprit d'éclairer la question.

Le savant géomètre n'ignorait pas que, pratiquement, dans les mouvements des planètes autour du Soleil, il faut tenir compte de leurs attractions mutuelles. Un astre comme Jupiter n'est pas sans influence sur le mouvement de Mars ou de Saturne ; il fallait donc déterminer avec précision toutes les « perturbations » qui dérangeaient la route de Mercure, et c'est la tâche effrayante que s'imposa Le Verrier. Il fut bientôt amené à cette conclusion que, pour rendre compte des écarts constatés, il fallait augmenter la masse de Vénus de un dixième de sa valeur ; et cela était impossible, puisque du même coup on altérait celle de la Terre, qui, elle, est intangible ; nous la connaissons en effet, très exactement, grâce à notre satellite, la Lune.

Il y avait toutefois une autre solution : admettre que la masse troublante se tenait entre Mercure et le Soleil.

Et peu à peu, on était ainsi conduit à l'existence d'une planète intra-mercurielle.

Pour élégante qu'elle fût, la solution n'en était pas moins hasardée : il était invraisemblable qu'une planète de ce genre, de la grosseur de Mercure, peut-être, eût échappé à l'observation. La même remarque était valable pour un groupe d'astéroïdes.

En vain se flatta-t-on, dans les années qui suivirent, d'avoir observé des points noirs sur le disque solaire ; les derniers espoirs se sont évanouis avec les progrès de la photographie céleste qui se montra rebelle à enregistrer des planètes intra-mercurielles, pendant les minutes fugitives des éclipses totales.

De temps en temps, une voix s'élevait pour conseiller aux astronomes de chercher dans une autre direction : il a été suggéré, en effet, que les changements de vitesse de la comète d'Encke, lorsqu'elle passe près du Soleil au cours de sa révolution, pouvaient être dus à la présence d'un milieu résistant. Mercure ne tourne-t-il pas, lui aussi, dans la lumière zodiacale ?

On a objecté à cette théorie que, dans ce dernier cas, les effets devraient être cumulatifs, alors que les perturbations dans le mouvement du périhélie se traduisent par des avances ou des retards qui atteignent 38 secondes d'arc par siècle.

Nous pourrions répondre que si la couronne extérieure n'est pas homogène, mais composée de couches à densités alternativement faibles et fortes se précipitant chacune à leur tour sur le Soleil, nous aurions en partie l'explication du mystère.

Plus récemment, quelques savants ont penché vers une autre solution proposée par Einstein, qui a mis en honneur le principe de la relativité. Mais le fond de la méthode est connu depuis longtemps. Si nous admettons que la loi de la gravitation newtonienne n'est qu'approchée, toute addi-

tion à la formule de Newton nous donnera une correction susceptible d'expliquer certaines anomalies apparentes, tels le mouvement de Mercure et l'accélération lunaire.

Il suffit, en effet, d'admettre que la loi répond à la forme $\frac{1}{r^{(2+n)}}$, où n est très petit, au lieu de $\frac{1}{r^2}$ pour obtenir le résultat cherché. Il est vrai que la solution proposée par le physicien allemand a l'avantage de relier la mécanique des atomes à celle des corps célestes; mais il faut attendre pour se prononcer sur la valeur d'une théorie qui pourrait bien, au fond, n'être que le résultat d'une habile disposition de formules mathématiques.

Généralement, d'ailleurs, nos théories scientifiques ne durent guère plus de cinquante ans, au cours desquels de nouveaux faits lentement accumulés rendent nécessaires de nouvelles conceptions.

En attendant, je reste persuadé, ainsi que je l'ai avancé autrefois, que les perturbations de Mercure pourraient fort bien s'expliquer au moyen des variations de densité de la lumière zodiacale. Bornons là ces considérations; les développer davantage nous entraînerait hors de notre sujet.

125. ***La distance de Neptune.*** — On sait que Neptune a été découvert grâce aux calculs de Le Verrier. A la même époque, Adams résolvait le problème par une méthode quelque peu différente. Dans les deux cas, il s'agissait, après avoir fait la part des perturbations d'Uranus attribuables notamment à Jupiter et à Saturne, d'assigner une position exacte à la « troublante » d'Uranus. Cela n'était possible qu'au moyen d'hypothèses accessoires dans lesquelles entrait la distance présumée de la planète inconnue. Les planètes extérieures ne s'éloignant guère de plus de 2° du plan de l'écliptique[1], Le Verrier vit dans cette circonstance une

[1] Nous avons déjà dit que les plans des orbites planétaires varient au cours des siècles par rapport à l'écliptique; ces valeurs avaient été calculées par Lagrange et Le Verrier (V. plus loin, nº 126, à la fin).

raison plausible de la fixer sur ce plan ; enfin, il lui supposa une excentricité faible et, utilisant la loi de Bode, il pensa ne pas commettre d'erreur sensible en la plaçant à une distance double de celle d'Uranus et voisine, par conséquent, de 38 unités astronomiques.

Or, quand Neptune fut découvert, lorsqu'on en vint aux vérifications, il fallut s'avouer qu'à part la position de la planète dans le ciel, et qui avait été déterminée à 52′ près, tous les autres éléments trouvés par les deux calculateurs s'écartaient assez notablement de la réalité.

La loi de Bode n'avait jamais été aussi en défaut ; au lieu du nombre 36 ou 37 admis par Le Verrier et Adams, ou même de 38 indiqué par la progression, la distance de Neptune est moindre que le double de celle d'Uranus et le calcul indique la valeur de 30 beaucoup plus faible ; Neptune tourne donc plus près du Soleil qu'on l'avait d'abord supposé (V. fig. 132).

Par le fait même, nous l'avons déjà remarqué, notre *loi des intervalles* (n° 72) ne s'applique pas plus à Neptune qu'à Mercure. C'est que, dans les deux cas, ainsi que je l'ai fait observer[1], des causes étrangères ont dû intervenir. Pour Mercure, il est évident que la résistance très forte du milieu a contribué à son rapprochement du Soleil ; mais un raisonnement analogue ne saurait être invoqué pour Neptune.

Il a dû même exister, dans ces lointaines régions, des conditions tout à fait opposées. Neptune, situé aux confins nécessairement raréfiés de l'ellipsoïde nébulaire, a dû, dès l'abord, circuler dans un milieu faiblement résistant. Pour quelle raison s'est-il donc rapproché ? C'est ici, sans doute, qu'il faut faire intervenir cette particularité constatée dans plusieurs nébuleuses spirales et que nous avons déjà mentionnée au début de cet ouvrage[2].

Les bords de la nébuleuse solaire ont dû, tant qu'a duré l'accroissement, être sillonnés d'amas météoriques tournant

[1] V. la note 1 de la page 173.
[2] V. n° 26, p. 69 et 70.

dans le sens rétrograde. Mais, dès la fin de la traversée du nuage cosmique, au moment où des amas planétaires pouvaient commencer à se former, les météores rétrogrades, par le jeu même de la condensation, se sont rapprochés de la masse centrale; dans leur chute spiraloïde, ils sont venus heurter les météores à marche directe et le résultat fut le

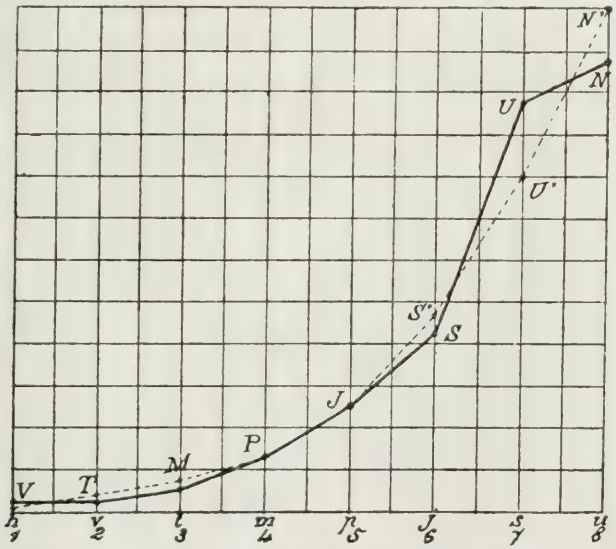


Fig. 132 destinée à montrer les écarts des distances des planètes relativement à la loi de Bode. Ces écarts sont surtout visibles pour Saturne, Uranus et Neptune. Les ordonnées sont proportionnelles aux intervalles des orbites planétaires.)

rapprochement rapide des parties périphériques de la nébuleuse. Neptune, englobé dans cette couronne éminemment instable, ne pouvait faire autrement que de participer à la condensation, en se rapprochant lui-même du Soleil.

Peu après, une stabilité relative laissa les choses en l'état, et c'est alors que put jouer cette fameuse loi *des intervalles,* déduite logiquement du principe de la gravitation newtonienne.

Si une telle interprétation des faits répond à la réalité, les mêmes phénomènes ont dû manifester leurs effets d'une façon analogue pour une planète située au delà de Neptune. Reste à savoir si cet astre hypothétique existe réellement.

126. ***Existe-t-il une planète transneptunienne?*** — Pour beaucoup d'astronomes, l'existence d'une planète transneptunienne ne fait aucun doute; toutefois, les raisons mises en avant pour justifier leurs assertions sont loin d'avoir d'égales valeurs. Remarquons aussi, en passant, que la plupart des solutions proposées datent d'une époque où l'on croyait fermement à l'existence des *familles de comètes*. Or nous avons vu (n° 86) qu'à part celle de Jupiter, les familles de Saturne, d'Uranus et de Neptune sont nées dans l'esprit de ceux qui les ont imaginées. Si l'on tient compte des inclinaisons, la famille dite transneptunienne paraît aussi hypothétique et ce n'est pas avec de telles indications qu'on arrivera à fixer la position de la planète cherchée,... si elle existe.

Laissons toutes ces rêveries pour revenir à de plus sûres réalités. La méthode de Le Verrier est longue et compliquée; elle exige des calculs laborieux qu'on pourrait éviter en employant les procédés graphiques si en honneur actuellement.

C'est ce qu'a compris tout récemment M. Pickering, en attaquant le problème par une méthode inverse de celle du grand géomètre. Appliquée à Saturne, la solution graphique montre très nettement les perturbations que cette planète subit dans sa marche et pourrait fort bien nous servir à découvrir Neptune si nous ne le connaissions pas.

De même, les anomalies d'Uranus indiqueraient la position de la planète transneptunienne, sa distance au Soleil, sa masse, etc.

Bien qu'il nous semble prématuré de tabler sur les perturbations nécessairement faibles d'Uranus et surtout de Neptune dont la découverte est relativement récente[1], il est cer-

[1] Après la découverte de Neptune, on s'aperçut que Lalande avait recensé la planète comme étoile les 8 et 10 mai 1795. Gore assure qu'on aurait pu

tain que le procédé graphique sera bien un jour de nature à élucider la question. Devançant peut-être un peu cette époque encore lointaine, M. Pickering affirme que la planète hypothétique devrait être actuellement dans la constellation des Gémeaux. Mais, sur la voûte céleste, elle ne serait représentée que par une faible étoile invisible à l'œil nu, un astre de treizième grandeur, de onzième tout au plus, et sans disque apparent. Comme, en outre, la marche d'une telle planète serait nécessairement d'une excessive lenteur, sa présence ne pourrait être décelée qu'après un grand nombre d'années.

D'après les calculs de l'astronome américain, la planète transneptunienne serait à la distance 51 (et non 60, comme l'indiquerait la loi de Bode), c'est-à-dire qu'elle circulerait autour du Soleil à près de 8 milliards de kilomètres; sa masse vaudrait deux fois celle de la Terre.

Citons, pour mémoire, d'autres tentatives fondées sur des méthodes toutes différentes et, faut-il l'avouer, qui m'ont semblé bien artificielles : M. Dallet place la planète transneptunienne à la distance 47; le professeur Todd admet le chiffre de 52, M. Hans Lau croit à la présence de deux astres troublants; M. Forbes est de l'avis de ce dernier, mais il précise la position de la seconde planète hypothétique, qu'il n'hésite pas à éloigner de 16 milliards de kilomètres du Soleil. Attendons; la photographie céleste nous ménage peut-être quelque surprise.

127. ***Les excentricités des orbites planétaires.*** — Les excentricités des orbites planétaires sont très variées; peu prononcées pour certaines planètes, elles atteignent, nous l'avons vu, de fortes valeurs dès qu'on passe aux astéroïdes. Dans ce dernier cas, nous avons montré qu'il en faut chercher

découvrir Neptune en consultant l'Atlas de Harding (1822), où il figure sous la forme d'un astre de 8e grandeur visible à la jumelle. Ces positions, antérieures à la découverte, peuvent être précieuses pour donner des indications sur la marche de Neptune.

la cause dans la grande inclinaison des orbites (n° 98); mais un raisonnement analogue ne saurait être employé pour les planètes principales. Il est bien vrai que l'inclinaison sur l'écliptique (ou sur le plan du maximum des aires) varie au cours des siècles; nous savons toutefois qu'à part Mercure, l'amplitude est faible. Il faut donc chercher ailleurs les causes de ces variations d'excentricité : la première est évidemment due aux perturbations causées par les attractions mutuelles des corps en présence; il y a là un problème de Mécanique céleste d'une très grande complexité, qui a été abordé par Lagrange dans un Mémoire remarquable paru en 1782. C'est en appliquant les formules de ce mathématicien que Le Verrier a pu calculer les limites supérieures des excentricités[1]; celles-ci sont d'ailleurs soumises à de véritables oscillations d'une extrême lenteur; mais, à l'origine, qu'étaient-elles? Il est bien probable qu'elles n'étaient pas nulles, car le mouvement circulaire est un cas bien particulier qui a dû se présenter très rarement dans l'histoire des cieux.

La seconde cause que nous puissions invoquer, et qui est classique, doit être la résistance variable du milieu où se sont formées les planètes. Son action est bien connue : dès qu'elle apparaît, elle atténue l'excentricité, mais à la condition évidemment qu'elle soit continue le long de l'orbite, ce qui n'arrive plus si la planète parcourant une trajectoire inclinée rencontre une résistance à ses nœuds : anneau d'astéroïdes ou de météores, par exemple; c'est le cas des satellites, dont les inclinaisons atteignent de grandes valeurs pour quelques-uns d'entre eux.

Enfin, il reste une troisième cause, à laquelle nous avons déjà fait allusion au cours de cet ouvrage, notamment au chapitre IV de la première partie (V. n°s 39 et 40) : « La circulation dans un milieu résistant, disions-nous (p. 98), amène peu à peu la planète à décrire des orbites circulaires.

[1] Nous donnons à la page 359 le Tableau de Le Verrier.

Si donc ces orbites sont devenues telles, la disparition du milieu résistant aurait dû laisser les choses en cet état. » Même en faisant intervenir les perturbations, nous n'avons pas l'explication totale des grandes excentricités constatées, et la cause du phénomène doit être recherchée dans l'accroissement de la masse centrale. C'est d'ailleurs ce que nous avons démontré (n° 40), mais il sera bon d'insister ici sur le mécanisme d'une telle action, au moyen d'exemples simples et concrets.

Supposons un projectile lancé dans l'espace tangentiellement à l'orbite moyenne de la Terre, avec une vitesse de $29^{km},750$ par seconde, ce corps décrirait autour du Soleil un cercle parfait; mais la moindre différence de vitesse, en plus ou en moins, transformerait la circonférence décrite en une ellipse d'excentricité définie.

Si la vitesse initiale de notre mobile, au point où il toucherait notre orbite, était exactement de $42^{km},10$, valeur précise de la vitesse parabolique à notre distance du Soleil, le corps décrirait dans l'espace une parabole et les astronomes attendraient en vain son retour; ajoutez à ces 42 kilomètres par seconde un surcroît de vitesse, et voilà notre mobile lancé sur une trajectoire hyperbolique.

Du fait qu'un corps céleste appartient à notre système à l'heure actuelle, il faut donc conclure, ou bien qu'il y a toujours appartenu, ou bien que, s'il est venu de l'extérieur, comme c'est le cas pour les météores du nuage cosmique rencontré par le Soleil au début, ceux-ci ont dû nécessairement décrire, lors de leur capture, des ellipses ou des circonférences.

Nous savons que la vitesse relative du Soleil et des météores rendent impossible toute capture directe; mais nous avons montré comment les amas ont pu, grâce aux chocs, abaisser leur vitesse relative et finalement, en raison de l'entraînement et de la résistance du milieu, arriver à décrire autour de la masse centrale des trajectoires grossièrement circulaires.

Peu à peu cependant, à mesure que se poursuivait la con-

centration vers les parties intérieures de la nébuleuse, les amas, germes des planètes futures, se dégageaient du milieu résistant et les conditions de circulation changeaient du tout au tout.

Rappelons-nous quelques principes de Mécanique : ne savons-nous pas, en effet, que la vitesse parabolique, étroitement liée à la masse du corps attirant, augmente proportionnellement à la racine carrée de cette masse.

D'où cette conséquence curieuse : si, par exemple, la masse du Soleil était subitement réduite de moitié, toutes nos planètes conservant leurs vitesses actuelles, celles-ci dépasseraient de beaucoup la vitesse parabolique afférente à la nouvelle valeur du corps central et nous verrions chacun des membres du système solaire s'enfuir loin du Soleil, sur des trajectoires hyperboliques.

Concevons maintenant le cas inverse, et supposons que tout à coup la masse du Soleil soit doublée ; chaque planète, cette fois, verrait s'accroître l'excentricité de son ellipse et la Terre aurait son aphélie à l'endroit même où elle se trouvait au moment où s'est produit le phénomène.

Or, si pareil changement instantané n'a jamais eu lieu, même dans le plus lointain passé des âges, il n'en reste pas moins certain que chaque accroissement élémentaire de la masse centrale a dû avoir pour effet d'augmenter l'excentricité des orbites planétaires. Voilà ce que nous avons d'ailleurs démontré rigoureusement par le calcul, après avoir étudié les effets de la résistance (p. 98).

La forme de l'orbite d'une planète est donc jusqu'à un certain point révélatrice des conditions de son origine ; elle constitue même un indice précieux de son âge relatif, un véritable bulletin de naissance.

Énoncé sous cette forme, le principe évidemment est trop général et ne tient pas compte d'une foule d'autres circonstances déjà mentionnées ; aussi convient-il d'examiner la question de plus près.

Dressons d'abord un Tableau qui contiendra les excentricités actuelles ainsi que les limites supérieures de ces excen-

tricités, d'après Le Verrier; nous nous bornons à 4 décimales[1] (V. la note de la page 363).

EXCENTRICITÉS DES ORBITES DES PLANÈTES

NOMS	EXCENTRICITÉ ACTUELLE	LIMITE SUPÉRIEURE DE L'EXCENTRICITÉ
Mercure	0,2056	0,2256
Vénus	0,0068	0,0867
Terre	0,0167	0,0777
Mars	0,0933	0,1442
Astéroïdes	de 0,0 à 0,61	»
Jupiter	0,0483	0,0615
Saturne	0,0558	0,0849
Uranus	0,0463	0,0646
Neptune	0,0089	0,0120 (?)

Une figure fera encore mieux saisir et la signification de ces valeurs et leurs relations réciproques. Les courbes supérieures de ce graphique (fig. 133) sont évidemment les seules à retenir, surtout pour les planètes inférieures. Nous constatons notamment que c'est d'une manière tout à fait fortuite que Vénus ne possède à l'heure actuelle qu'une très faible excentricité; celle-ci est, en effet, destinée dans l'avenir à dépasser celle de la Terre et il en a été de même dans le passé.

Nous y voyons aussi que notre excentricité, qui est de 0,016 actuellement et plus forte que celle de Vénus, n'atteindra jamais la limite supérieure de cette dernière.

L'Analyse indique, nous l'avons déjà observé, que le phénomène obéit à une périodicité de longue amplitude : c'est

[1] V. Additions à la Conn. des Temps, pour l'année 1843, p. 41.

ainsi que l'excentricité de l'orbite terrestre va diminuer pendant 24000 ans environ, jusqu'à une valeur de 0,003, pour s'accroître au cours des 40000 années suivantes et ainsi de suite.

Dernière remarque enfin : rien, mieux que le graphique des excentricités, ne peut nous faire toucher du doigt la différence de formation des grosses planètes et des planètes moyennes.

Alors, en effet, que ces dernières étaient encore engagées dans le petit ellipsoïde accompagnant l'équateur solaire et ses vicissitudes, les corps importants du système, Jupiter, Saturne, Uranus et Neptune, issus du plan équatorial de la grande nébuleuse, avaient déjà conquis une autonomie propre et avaient rassemblé dans leur sphère d'attraction presque tous les amas destinés à leurs systèmes respectifs.

Sans doute, chacun d'eux était loin de sa formation définitive; mais les matériaux répandus à la distance de leurs orbites et destinés au Soleil avaient en grande partie quitté ces régions extérieures pour s'amasser plus près du centre.

Au fur et à mesure que progressait la condensation et que la masse s'agglomérait, chacune des planètes, restant en arrière, subissait, une fois pour toutes, le contre-coup de l'accroissement central et se trouvait, pour ainsi dire, à peu près fixée sur son orbite.

C'est bien ce que montre la courbe de décroissance des excentricités à partir de Saturne. Au moment où Neptune se forme, la nébuleuse ne reçoit plus d'apports extérieurs; la presque totalité des amas est déjà en deçà de son orbite et celle-ci est à peine excentrée.

La forte densité des matériaux à hauteur de Jupiter, densité qui s'explique par le fait que la précipitation des météores a été retardée en cet endroit par la petite masse ellipsoïdale tournant avec le Soleil, a dû accroître la résistance du milieu et annuler en partie l'excentration de l'orbite jovienne; et c'est la raison pour laquelle la courbe des excentricités s'abaisse en cet endroit.

Nous ne reviendrons pas sur les excentricités des astéroïdes formés à la limite même du petit ellipsoïde central; nous sommes là en présence d'un cas très particulier où les inclinaisons ont joué le plus grand rôle, et il est permis de croire que Mars n'a pas complètement échappé à cette loi,

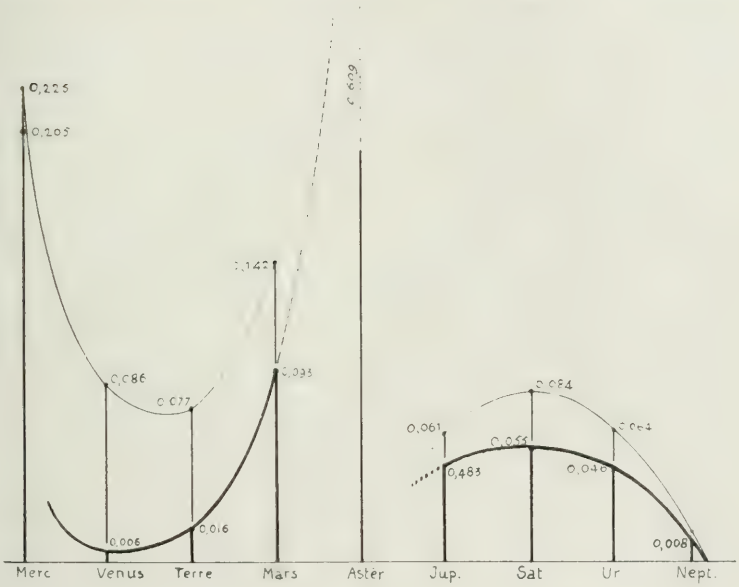


Fig. 133. — Graphique des excentricités des orbites planétaires. Les ordonnées représentent les excentricités; la courbe en trait gros réunit les valeurs actuelles; celle en trait fin donne les limites supérieures des excentricités.

puisque la valeur de son excentricité peut s'accroître jusqu'à 0,14, son inclinaison pouvant atteindre, suivant les époques, jusqu'à 7°9'[1].

A partir de la naissance de la Terre, il va se passer ce que nous avons déjà constaté au début de la nébuleuse, les

[1] V. page suivante le Tableau des limites supérieures des inclinaisons.

excentricités vont croître dans de larges proportions : 0,0777 pour la Terre ; 0,0867 pour Vénus et 0,225 pour Mercure. Nous suivons pas à pas l'augmentation de la masse centrale.

D'ailleurs, la limite supérieure de l'inclinaison augmente constamment de la Terre à Mercure, ainsi que le prouve le Tableau suivant dû à Le Verrier, qui avait complété les résultats déjà obtenus par Lagrange[1].

On pourrait s'étonner de prime abord que nous ayons laissé subsister les nombres indiquant les limites supérieures des inclinaisons *sur l'écliptique de 1800;* mais les mouvements dont il s'agit sont tellement lents, que les chiffres n'ont pas changé depuis cette époque, si l'on se borne aux minutes d'arc.

LIMITES SUPÉRIEURES DES INCLINAISONS DES ORBITES PLANÉTAIRES

NOMS	LIMITES SUPÉRIEURES DES INCLINAISONS SUR L'ÉCLIPT. DE 1800	INCLINAISONS RÉELLES SUR L'ÉCLIPTIQUE
Mercure	9°16′54″	7° 0′
Vénus	5 18 30	3 23
Terre	4 51 42	»
Mars	7 9 10	1 51
Jupiter	2 0 48	1 18
Saturne	2 32 39	2 29
Uranus	2 33 18	0 46
Neptune	»	1 46

NOTA. — Les nombres de la dernière colonne ont déjà été donnés dans le Tableau de la page 128.

Ces limites supérieures ne sont pas toutes atteintes au même moment ; à chaque instant les positions des planètes

[1] V. Mémoire de Le Verrier sur la question, 1843, p. 58, et Mémoire de 1782 de Lagrange.

se compensent, d'après la formule (40) donnée par Laplace[1], ainsi que nous l'avons déjà fait observer (n° 54).

128. ***Causes de l'excentricité des satellites.*** — Si nous passons des orbites des planètes à celles des satellites, nous allons rencontrer une variété plus grande encore dans les excentricités.

Tantôt nous avons affaire à des corps circulant sur des circonférences presque parfaites comme les 5 satellites les plus rapprochés de Jupiter, dont le plus excentrique, Callisto, offre une excentricité de 0,007 seulement; tantôt, nous voyons des satellites, comme le VIIIe de la même planète, nous donner l'impression d'un véritable astéroïde avec son excentricité de 0,380 égale à celle d'Occlo. Citons encore le cas de Thémis dans le système de Saturne; ce mondicule, le plus petit de ses neuf compagnons, est tellement excentré par rapport à Titan et à Hypérion, ses deux voisins, qu'il en arrive à couper leurs orbites au cours de sa révolution (V. fig. 125).

A quoi tiennent de telles différences d'excentricité? A des causes évidemment multiples et plus complexes encore que celles qui régissent les orbites planétaires; mais, les perturbations mises à part, il doit y avoir une raison prépondérante parmi toutes les autres pour expliquer cette diversité.

Plusieurs auteurs ont invoqué les inclinaisons sur l'écliptique; il suffit de jeter un simple coup d'œil sur le tableau des excentricités pour être fixé sur la valeur d'une semblable hypothèse. L'inclinaison, par exemple, pour les satellites directs de Saturne, rapportée à l'écliptique, est comprise entre 27 et 29 degrés; or, à côté de fortes excentricités comme celle d'Hypérion (0,104), nous relevons des excentricités très voisines de zéro, comme celles des quatre premiers satellites.

[1] Laplace a donné pour les excentricités une formule analogue à (40); il suffit dans cette dernière de remplacer $\operatorname{tg}^2 i$ par e^2 ou $\Sigma(m\sqrt{a}\, e^2) = \text{Const.}$

Il faut donc chercher autre chose : la clef du mystère est ailleurs et un raisonnement simple va nous le fournir. Nous avons vu maintes fois que ce qui atténue l'excentricité, c'est la résistance ; un astre circulant sur une orbite plongée entièrement dans un milieu peu résistant, un amas de météores, par exemple, tendrait vers le mouvement circulaire. Or tel fut le cas de certains satellites qui, détachés de leur lentille planétaire, ont continué à suivre une trajectoire dont le plan était voisin de l'équateur de cette même lentille. Imaginez maintenant qu'après le décrochage de notre satellite, la lentille vienne à basculer d'un certain angle, le corps détaché, avant ou pendant le mouvement de bascule, continuera à suivre sa trajectoire initiale : il ne circulera donc plus dans un milieu résistant d'une façon continue ; tout au plus le traversera-t-il à ses nœuds pendant un temps plus ou moins long ; et nous voici ramenés à la théorie que j'ai développée à propos des comètes et des astéroïdes (V. n°s 97 et 98 et fig. 92).

Ainsi, les excentricités n'ont rien à voir avec le plan de l'écliptique, qui est relatif à la Terre, ni même avec le plan général du maximum des aires ; elles sont plutôt fonction de l'angle que forme l'orbite du satellite avec le plan équatorial de sa planète, dernier vestige de la direction, dans l'espace, du plan principal de l'ellipsoïde planétaire, à la fin de sa condensation.

Venons maintenant aux vérifications. Le premier satellite rencontré à partir du Soleil est notre propre Lune, dont le plan de l'orbite offre un angle de 18°19' avec notre équateur. Nous devrions donc, si la théorie est exacte, trouver une excentricité en rapport avec cette grande inclinaison,... et c'est bien ce que nous constatons : l'excentricité de notre satellite est très forte, puisqu'elle atteint 0,0549, soit 1/18.

Nous allons constater tout le contraire pour les deux satellites de Mars : l'inclinaison, par rapport à l'équateur de leur planète, est d'environ 2 degrés ; donc, faible excentricité : Phobos et Deimos « décrivent des orbites très sensi-

blement circulaires », nous dit l'*Annuaire du Bureau des Longitudes*.

Passons à Jupiter : les cinq premiers satellites ont des mouvements soumis à de grandes variations en raison de leurs actions mutuelles; « mais leurs excentricités restent toujours très faibles, ainsi que les inclinaisons sur l'équateur de Jupiter. »

Mais, à partir du VIe satellite, les inclinaisons atteignent de grandes valeurs : 27°, 29°, 30°, et les excentricités marchent de pair : 0,155, 0,207, 0,380. Même pour le satellite rétrograde, qui s'écarte à 22 degrés environ de l'équateur jovien, l'excentricité est encore très forte. Voici un petit Tableau qui met en regard les inclinaisons et les excentricités; en le consultant, on saisira mieux les relations indiquées[1].

SATELLITES DE JUPITER

NOMS	INCLINAISONS RAPPORTÉES A L'ÉQUATEUR DE LA PLANÈTE	EXCENTRICITÉS
V (le plus proche). . . .	+ 8′	0,005
I Io	— 10′	0,00004
II Europe.	— 26′	0,00008
III Ganymède	+ 5′	0,0015
IV Callisto.	— 7′	0,007
VI	+ 27°	0,155
VII	+ 29°	0,207
VIII (rétrograde).	+ 30°	0,380
IX (rétrograde).	+ 22°	(forte)

Des remarques analogues peuvent se faire à propos des satellites de Saturne. Les six premiers, les plus proches de la planète, ont des inclinaisons faibles, voisines de celles de l'anneau, prolongement lui-même de l'équateur du globe

[1] Le signe + signifie une inclinaison *au dessus* de l'équateur planétaire, le signe —, *au dessous*.

saturnien. Ceux qui s'en écartent le plus, Mimas (I et Téthys (III), ont pour inclinaisons respectives : 1°36' et 1°6' ; aussi, les excentricités sont faibles et c'est l'orbite de Mimas qui est la moins circulaire. Les autres, qui s'écartent notablement du plan équatorial de Saturne, ont de très grandes excentricités. Il n'y a qu'une seule exception pour Hypérion (VIII), dont l'écart avec l'équateur est insignifiant et qui, cependant, offre une excentricité assez forte 0.104. Or le fait s'explique aisément, si l'on remarque que Thémis (X), le satellite suivant dans l'ordre chronologique, s'est déta-

SATELLITES DE SATURNE

NOMS	INCLINAISONS RAPPORTÉES A L'ÉQUATEUR DE LA PLANÈTE	EXCENTRICITÉS
I Mimas	— 1°36'	0,019
II Encelade	— 0 2	0,005
III Téthys	+ 1 6	0,000
IV Dioné	+ 0 3	0,002
V Rhéa	— 0 10	0,001
VI Titan	— 0 36	0,029
X Thémis	+ 11	0,230
VII Hypérion	— 0 48	0,104
VIII Japet	— 10	0,029
IX Phœbé	— 20 19	0,166

ché alors que la lentille planétaire avait basculé de plus de dix degrés depuis la naissance d'Hypérion. Ce dernier, dès le début, circula donc dans un milieu assez raréfié qui favorisa son excentricité. Plus tard, lorsque le plan équatorial fut ramené dans sa direction, au moment de la formation de Titan (VI), les bords de l'ellipsoïde planétaire, bien diminué, s'étaient retirés à 245000 kilomètres en deçà de son orbite.

Toutes ces données sont réunies dans le Tableau ci-dessus où nous n'avons fait figurer que les inclinaisons et les excentricités des satellites de Saturne; les premières sont rapportées à l'équateur de la planète.

Les satellites d'Uranus et de Neptune nous offrent aussi des trajectoires très sensiblement circulaires, et c'est une raison de plus pour que nous soyons autorisés à croire que leurs orbites s'écartent fort peu de l'équateur de leur planète.

Ainsi se complète l'étude de ces systèmes, déconcertants au premier abord par leur apparente complexité, et qui, cependant, ont été soumis à des lois identiques dans toute l'étendue de notre monde solaire.

CHAPITRE XII

RÉSUMÉ ET CONCLUSION

Après un long et pénible voyage dont le but était l'ascension d'une cime réputée inaccessible, le premier soin du touriste fatigué est de se reposer au sommet de la montagne et d'explorer du regard la vaste étendue qui s'offre devant lui.

Il se plaît alors à évoquer rapidement les étapes de l'itinéraire accompli : ces plaines s'étalant jusqu'à l'horizon lointain ; ces forêts, taches sombres posées sur le clair tapis des champs cultivés ; ces longues routes blanches, fins rubans entrelacés serpentant à perte de vue ; ces vallées ombreuses marquant toutes les sinuosités des cours d'eau ; il a traversé tout cela avant d'atteindre les collines qui étagent leurs dômes recourbés au pied du colosse qu'il vient de gravir.

Et maintenant, de la position élevée qu'il occupe, il suit les sentiers escarpés ; il explore sans danger ravins et précipices, et c'est une joie pour son esprit de revivre les péripéties du voyage.

A l'exemple de notre touriste émerveillé, ne revenons-nous pas, nous aussi, d'une excursion dont le point de départ semble se perdre dans le lointain passé ? A chaque tournant de la route, nous avons interrogé l'Observation, l'Analyse et le Calcul ; leurs indications ont été pour nous le plus sûr des guides ; mais au moment où nous touchons le but, imitant notre voyageur, nous éprouvons le besoin de

revoir, comme en un diorama changeant, les principales étapes de notre longue randonnée.

129. — Reportons-nous donc par la pensée à l'époque où notre Soleil, faible masse nébulaire à peine agglomérée, volait déjà, comme les étoiles, ses compagnes, dans les célestes abîmes.

En ces temps reculés que séparent de nous des milliards de siècles, le vide des espaces stellaires était loin d'être aussi complet qu'aujourd'hui. Ces nuées de météores qui, à l'heure actuelle, forment les grands « trous » de la Voie lactée et qui se déroulent sur ses bords ou au sein même de notre Galaxie, qu'ils semblent partager en deux branches sur un long parcours ; ces nuages obscurs dont la présence s'accuse de plus en plus sur nos clichés, dans toutes les régions du ciel, tous ces matériaux non encore condensés étaient à l'origine beaucoup plus diffusés que de nos jours[1].

Par quel mécanisme se sont-ils réunis dans une immense enceinte affectant en gros un ellipsoïde relativement aplati qui représente ce que nous convenons d'appeler « notre Univers » ? Quelles forces mystérieuses semblent avoir massé les étoiles sur les bords de cette sorte de disque lenticulaire pour composer notre Voie lactée ? Pourquoi ces amas globulaires près de la Galaxie, alors que les nébuleuses spirales semblent se cantonner de préférence vers les pôles de l'immense formation ? Pourquoi cette matière noire entre les régions centrales que nous occupons et les confins de la Voie lactée ? Jusqu'où s'étendent les bords extrêmes de l'anneau où gravitent les dernières étoiles appartenant à ce vaste système ? Autant de questions qui ne sauraient, à l'heure présente, comporter de réponses très précises.

Bien que, sous ce rapport, nous soyons mieux renseignés qu'au temps d'Herschel et que nos moyens d'investigation se perfectionnent rapidement, il serait vraiment téméraire

[1] V. I. G. Hagen : *Via Lattea e Via Nubile*, *Mem. Soc. Astr. ital.*, Nouv. Sér., Vol. I, 1920.

Planche XV

Fig. 134. — Amas d'étoiles et espaces noirs formés de matière obscure en pleine Voie Lactée.

de vouloir même esquisser une apparence de solution, lorsqu'il s'agit de tels problèmes. Je me suis hasardé, il y a quelques mois, à donner à mes lecteurs, dans *Où en est l'Astronomie*[1], une sorte de « mise au point » de l'état de la science sur ces sujets passionnants. Nous en sommes encore à discuter la valeur de l'antique théorie des « Univers-Iles » ; ce n'est donc pas le moment de nous lancer dans la description du mécanisme ayant présidé à la construction d'un univers sidéral dont le plan nous échappe.

Ainsi, soyons prudents ; sachons borner nos ambitions et contentons-nous de chercher comment s est formé notre petit système solaire.

Ici, nous serons plus à l'aise : il est certain qu'autrefois, dans l'espace qu'occupe notre Galaxie actuelle, les courants de matière noire ou de météores étaient mieux fournis et plus nombreux (Pl. XV, fig. 134). Au milieu de ce chaos apparent où tout était mouvement, les collisions furent la règle : aucune masse nébulaire ne sut les éviter, et ce fut ainsi que naquit le système solaire lorsque, au hasard de sa route, notre astre central, faible nébulosité tournoyante, pénétra au sein d'un nuage de météores.

Blanche *nova,* illuminant pour la première fois les obscures régions que tu traversais, nous ne te demandons point de nous retracer les étapes primordiales de ton passé ; chaque année, nous les retrouvons inscrites dans les phénomènes qui accompagnent « ces étoiles nouvelles » s'allumant sur la voûte céleste aux abords de la Voie lactée.

Les nébulosités spiraloïdes entourant ces astres quelque peu mystérieux, dont l'éclat s'accroît si soudainement, nous ont dévoilé le mécanisme de leur naissance.

N'est-ce pas, en effet, à l'éclosion de nouveaux mondes qu'assistent les astronomes lorsque, attentifs au foyer de leurs télescopes, ils enregistrent les phases successives de ces incendies formidables éclairant les profondeurs stellaires ?

Pouvons-nous seulement imaginer les forces mises en jeu

[1] V. ch. XIV, XV et XVI.

lors de ces catastrophes célestes? Une masse nébulaire, sorte de demi-soleil, jetée à toute vitesse dans un nuage cosmique venant à sa rencontre ; un choc effrayant de milliers de projectiles lancés les uns contre les autres à l'allure cométaire d'une centaine de kilomètres par seconde ; une volatilisation brusque de tous les éléments ; les énergies intra-atomiques soudain libérées ; les couches profondes de l'astre vagabond instantanément bouleversées ; un océan de feu vomissant des panaches de vapeurs brûlantes ; un éblouissant chaos où tous les éléments sont confondus ; une déflagration perpétuelle de milliards de tonnes d'explosifs lançant dans tous les sens des jets coronaux à des vitesses folles, telle nous apparaît la première phase de la rencontre.

Mais, tout à coup, cette flambée céleste paraît s'éteindre. Illusion, sans doute ; les matériaux éjectés sont retombés sur l'astre central qu'ils enveloppent maintenant d'une lumière diffuse, telle une chrysalide étendant son voile nébuleux autour du noyau incandescent.

A partir de cette nouvelle phase, un régime plus stable va s'établir ; les milliards de météores heurtés au passage vont rencontrer un milieu fortement résistant ; volatilisés en partie avant leur chute sur le noyau envahisseur, ils vont contribuer à développer l'atmosphère de l'astre devenu véritable nébuleuse ; mais, loin de se distribuer d'une façon régulière, ils vont subir, dès leur arrivée, l'influence de la rotation dont la masse est animée et se disposeront finalement en une amorce affectant une forme spirale.

A cette première branche, née de la capture directe, vient simultanément s'en ajouter une seconde diamétralement opposée, et cela par un mécanisme aussi facile à saisir : Sous l'effet de la puissante attraction de la masse pénétrante, les météores échappés à la collision, parce qu'ils passent seulement dans son voisinage, ont vu leurs trajectoires s'incurver quelque peu et tracer dans l'espace des hyperboles plus ou moins tendues, mais qui toutes iront se rejoindre par groupes, en arrière de la masse centrale ; de là, nouvelles et nombreuses rencontres dont le résultat

Planche XVI

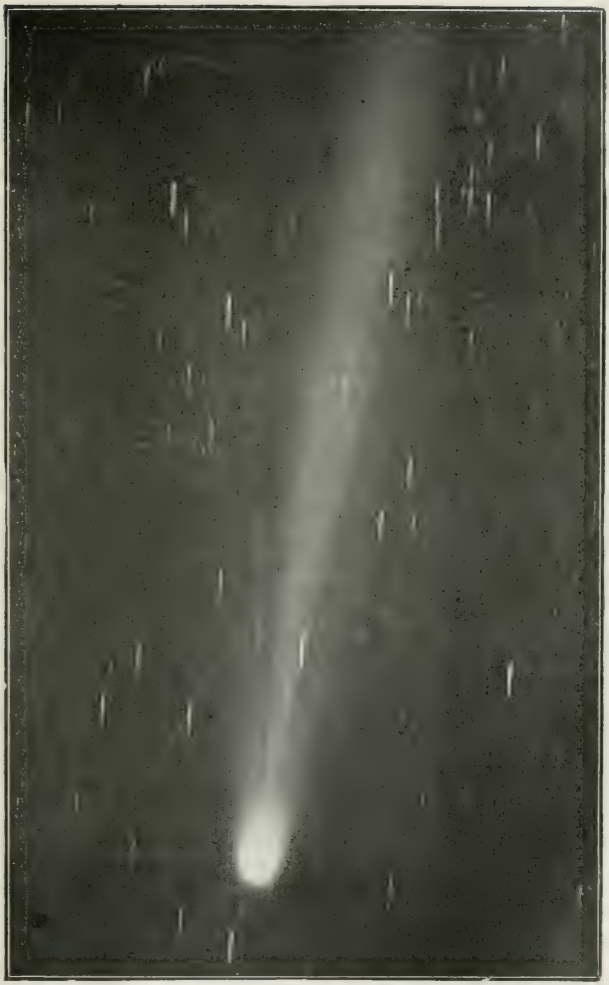


Fig. 135. — La comète Daniel de 1907, d'après une photographie.

le plus net se traduira par des pertes de vitesse et finalement par la chute vers le noyau dont la rotation dispersera les nouveaux venus, captés indirectement, sur une seconde amorce spiraloïde.

Ce n'est là toutefois que la partie principale du tableau; en dehors de cette sorte de condensation équatoriale, pour ainsi dire, et qui va former le plancher de notre nébuleuse, de nombreux heurts ne peuvent manquer de se produire. Derrière la masse nébulaire, c'est en effet un enchevêtrement inouï de trajectoires plus ou moins déviées et qu'entretient le flot incessant des météores échappés à la mêlée centrale. La chute de ces derniers est aussi fatale, mais à plus lointaine échéance; et voilà le monde cométaire construit sous nos yeux (fig. 135, Pl. XVI).

Dans ces conditions, on conçoit que la masse totale de la nébuleuse terminée soit en rapport avec la durée de la traversée du nuage cosmique. Dégagée entièrement, notre nébuleuse va maintenant suivre une évolution dont les phases seront fonction, pour ainsi dire, de l'inclinaison de l'axe de rotation du noyau intérieur.

130. — Par une circonstance toute fortuite, cet axe est-il en effet exactement perpendiculaire à la direction générale des météores, alors les deux branches spirales s'enrouleront autour de l'équateur du noyau tournant et la condensation se continuera sans interruption, d'une façon régulière; les amas incorporés glisseront peu à peu sur les branches spirales et le résultat sera la formation d'un soleil unique, énorme le plus souvent, et dépourvu d'un monde de planètes. Ainsi s'expliquerait l'existence de ces astres monstrueux roulant solitaires dans les déserts sidéraux. Il se peut que de tels systèmes aient conservé des comètes fortement excentrées; mais les planètes à mouvements presque circulaires sont incompatibles avec leur genre de formation.

Une masse en rotation, dont l'axe serait exactement dirigé dans le sens du mouvement d'un nuage cosmique, aboutirait

sans doute à une sorte de fuseau allongé qui, finalement, donnerait lieu aussi à la formation d'un seul soleil.

131. — Nous avons vu ces résultats changer du tout au tout lorsque l'axe de rotation est incliné par rapport à la direction générale des météores; nous sommes ainsi amenés au cas du système solaire.

Cette fois, en effet, les branches spirales s'enrouleront bien sur un plan plus ou moins voisin de l'équateur, mais elles participeront néanmoins à sa rotation. Nous verrons, dès lors, se créer un double ellipsoïde de révolution (V. fig. 25 et 97) : le plus petit, intérieur, entourant la masse centrale, s'incorporera les météores de la première heure ; l'extension de cette enveloppe nébulaire sera forcément limitée, car le mouvement de rotation, issu du centre, ira vite en s'affaiblissant. Il y aura donc, à une certaine distance, un endroit où les météores, n'étant presque plus entraînés, rejoindront de préférence le grand ellipsoïde, celui qui renferme la plus forte portion des branches spirales.

Ainsi se créera une sorte de délimitation entre les amas qui subiront énergiquement l'influence de la rotation centrale et ceux, plus éloignés, répartis dans le plan principal du grand ellipsoïde nébulaire. De là l'existence de deux zones bien distinctes, ayant évolué de façon différente et dont notre système porte encore les vestiges.

La première, en effet, semble avoir partagé toutes les vicissitudes de la masse solaire à la condensation de laquelle elle a d'ailleurs largement participé ; c'est l'explication de la présence, au voisinage immédiat de l'astre central, de planètes à faible masse circulant sur des plans ayant une tendance manifeste à se rapprocher de l'équateur du Soleil.

Au delà, ce sont les astéroïdes, transition obligée entre les deux ellipsoïdes de condensation.

Mais, un peu plus loin, le régime de circulation nous apparaît singulièrement différent ; maintenant, c'est la direction générale relative du nuage cosmique qui reste prédominante ; aussi, une importante cassure des branches spirales se produira-t-elle, en passant de la première zone à la sui-

Planche XVII

Fig. 136. — La nébuleuse spirale Messier 100, dans la Vierge, d'après une photographie.

vante (fig. 56 et 97) et nous comprenons qu'une grosse planète devait nécessairement se déposer en cette région.

Une telle disposition n'est pas le propre de notre système et nombreux sont les clichés de nébuleuses où nous pouvons l'observer ; nous donnons ici l'un des cas les plus typiques : c'est celui de la nébuleuse spirale Messier 100, de la constellation de la Vierge (V. fig. 136, Pl. XVII). Voyez ces développements anormaux de nébulosités succédant au vide qui entoure l'amas central. N'est-ce pas l'image de notre nébuleuse au moment de la formation de Jupiter ?

Poussons ce cas à la limite, pour ainsi parler, et nous arriverons à concevoir d'une façon rationnelle l'existence des étoiles doubles et multiples. En fait, pour un spectateur un peu éloigné, notre propre système se présenterait comme un soleil pourvu d'un petit compagnon : tel nous voyons Sirius ; toutes les autres planètes disparaîtraient dans le champ illuminé de son télescope.

Il se peut donc que les systèmes doubles, — si nombreux qu'ils forment les trois quarts environ de la population stellaire, — que ces systèmes, dis-je, soient dérivés de nébuleuses spirales à noyau intérieur fortement incliné sur le plan général de circulation.

Hypothèse pour hypothèse, celle que je propose ici me paraît infiniment plus vraisemblable que la scission d'un énorme soleil, se produisant sous l'effet de forces mal définies, à la suite d'un étirement préalable en forme de cigare. Au reste, le moins qu'on puisse objecter à cette dernière théorie, c'est que, conçue dans le cerveau d'ingénieux mathématiciens, elle n'a jamais reçu le *confirmatur* de l'observation ; cette prétendue phase de l'évolution astrale n'a nulle part été aperçue dans le ciel, où nos plaques photographiques mettent une obstination singulière à ne pas l'enregistrer.

Quoi qu'il en soit, la grande proportion des astres doubles ou multiples dans notre Univers montre que notre Soleil, avec son cortège de planètes à révolutions presque circulaires, sans être unique en son genre, ne doit pas avoir un

grand nombre de répliques parmi les étoiles inscrites à nos catalogues.

La première surprise que suscite cette étrange conclusion est toutefois bien atténuée, si l'on songe à toutes les circonstances heureuses qu'il faut réunir pour arriver à la construction d'un système aussi régulier que le nôtre et où nous voyons des planètes peu excentrées opérer leurs révolutions sur des plans fort peu éloignés de celui du maximum des aires.

Un tel résultat, en fait, n'a pu être obtenu que grâce à des conditions qui ont dû se réaliser assez rarement dans l'Univers : la principale fut évidemment la faible inclinaison de l'équateur solaire sur le plan général de la nébuleuse primordiale ; avec un angle moindre, aucune planète ne se serait formée ; l'inclinaison eût-elle été beaucoup plus forte, nous aurions eu finalement un système double.

Au lieu de ces deux extrêmes, notre état initial a donné naissance à la formation de deux ellipsoïdes nébulaires, distincts évidemment, mais fort peu inclinés l'un par rapport à l'autre ; et c'est la condensation du plus grand, nous l'avons vu, qui, sans cesse à l'œuvre pour relever l'axe du Soleil, est venue déterminer ces mouvements de bascule nécessaires à l'isolement des amas planétaires (Pl. XVIII, fig. 137).

Une fois ces amas formés, l'intervention d'un milieu faiblement résistant a suffi pour régulariser les orbites et les amener à une forme presque circulaire.

Cependant, même au moment où se dessinaient les linéaments des planètes futures, le plancher de la nébuleuse n'était pas vide de matériaux. Une bonne partie de ceux-ci, avant de gagner les régions centrales, où les survivants constituent les particules de la lumière zodiacale et de la couronne solaire extérieure, venaient fréquemment heurter, au cours de leurs révolutions, les amas planétaires circulant à leur hauteur ; ainsi s'expliquent et cette tendance rétrograde qu'ils leur ont communiquée et ce mouvement de bascule ayant incliné les axes des planètes, en même temps qu'il favorisait la formation des satellites.

Ces derniers auraient même dû être tous rétrogrades si la marée solaire et la condensation finale n'étaient, dans la plupart des cas, intervenues à temps pour établir la circulation directe.

Il n'est pas jusqu'aux astéroïdes, aux comètes à courte période, aux bolides et aux étoiles filantes qui n'aient trouvé l'explication de leur présence dans notre théorie, encore plus simple à imaginer qu'à décrire.

132. — Est-ce à dire que cette hypothèse soit définitive? Je me garderai bien de l'affirmer, encore moins de le laisser croire. Les lignes que j'écrivais autrefois, à propos d'un système cosmogonique, n'ont rien perdu de leur actualité; elles resteront vraies pour tous les temps : « On se méprendrait sur la valeur de l'hypothèse en général, si l'on cherchait en elle autre chose qu'un moyen de parvenir, par des déductions légitimes et comme pas à pas, à la conquête du vrai. C'est donc faire œuvre utile que de bâtir des hypothèses sur de solides fondements; chacune apporte sa part de vérité et chacune aussi fait avancer vers l'inconnu.

« On a parfois comparé l'hypothèse à une courbe qui serait astreinte à passer par certains points. La comparaison semble juste. Chaque fait constaté détermine un nouveau point de la courbe : l'allure de celle-ci se précise davantage jusqu'au moment où des données suffisantes permettent au mathématicien d'en fixer la formule[1]. »

En ce qui concerne les hypothèses cosmogoniques, on serait mal venu à l'heure actuelle si l'on prétendait affirmer que notre monde n'est pas le résultat d'une série de transformations d'une nébuleuse. Ainsi avaient raisonné les Kant, les Herschel et les Laplace; mais, à leur époque, on connaissait bien mal les objets nébulaires. Or, à nos progrès récents sur les nébuleuses, qui commencent à encombrer nos catalogues célestes, sont venues s'ajouter des données

[1] Résumé de la Théorie : *Formation mécanique du Système du Monde*, p. xxxv, *op. j. cit.*

capitales ignorées de nos devanciers; je veux parler des mouvements propres stellaires et des grands courants de matière noire. Voilà des acquisitions dont il faut tenir compte aujourd'hui, des faits qui montrent bien comment progresse la science et pourquoi les meilleures théories restent sans cesse sujettes à revision.

De même, nous avons été peu à peu amenés à modifier nos idées sur le point de départ des hypothèses cosmogoniques : aux nébuleuses chaotiques, sans formes précises des anciens, on avait substitué des objets plus définis : la phase primaire de la nébuleuse de Laplace, par exemple, était sphéroïdale; mais à l'heure présente, le type spiral a dans le ciel des répliques tellement nombreuses, qu'on ne pourrait nier sans témérité que nous n'ayons ainsi sous les yeux tout au moins l'image d'un des stades principaux d'où dérive le mécanisme qui façonne les mondes.

133. — Nous pouvons nous tromper, penserez-vous non sans quelque raison; je vous accorde même que nous sommes seulement au commencement de nos découvertes sur les nébuleuses spirales. Que nous réserve l'avenir? Les acquisitions futures ne viendront-elles pas à l'encontre des données servant de base aux spéculations développées dans cet ouvrage?

L'objection est capitale et ne saurait être éludée; mais, à y regarder de très près, elle est plus spécieuse que réelle et c'est l'observation elle-même qui va nous en fournir la réponse.

Autant que nous en pouvons juger à l'heure actuelle, je veux dire malgré le manque de mesures très précises, il est absolument certain qu'aucune nébuleuse spirale accessible à nos instruments ne saurait être comparée à celle qui a formé notre système, lilliputien dans ses dimensions; ce serait bien autre chose si l'on parvenait un jour à légitimer la théorie des « Univers-Iles » : chaque nébuleuse deviendrait alors une véritable Voie lactée!

J'entends bien que les lois de l'Univers sont uniformes.

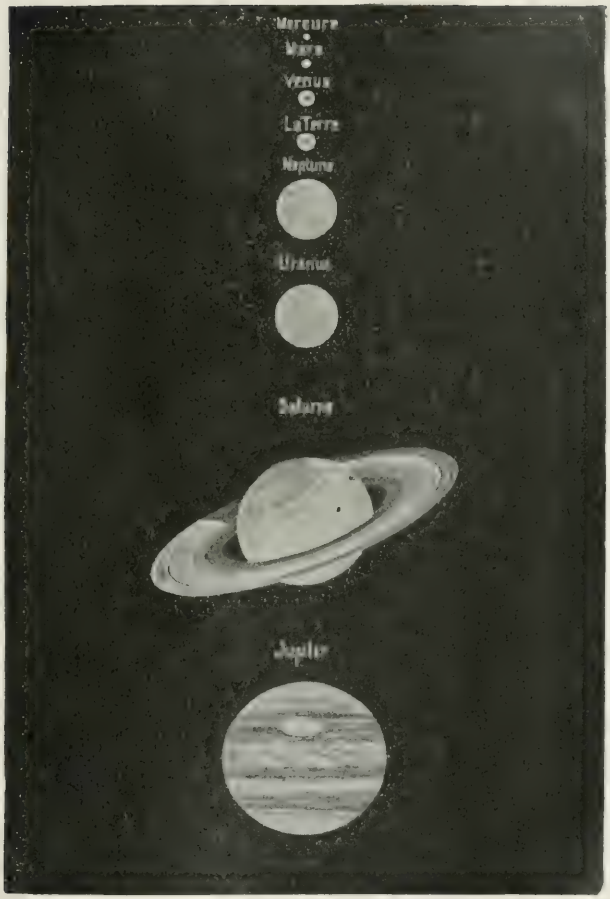


Fig. 137. — Dimensions comparées des planètes principales du système solaire. (Les planètes sont rangées par ordre de grosseur.)

N'empêche qu'à vouloir, par exemple, comparer l'édifice atomique et ses électrons tourbillonnants au système solaire ou à celui de Saturne, on commet la plus grossière erreur.

Non, notre nébuleuse primitive n'a pu être servilement calquée sur les immenses formations répandues dans le ciel, bien qu'elle ait été, comme ces dernières, du type spiral. Seulement, nous avons le droit, en tenant compte des lois de la Mécanique, de transporter sur notre petit modèle certaines caractéristiques d'objets analogues beaucoup plus grands. Nos acquisitions sur les vastes nébuleuses, les seules, encore une fois, accessibles à nos moyens actuels d'observation, n'intéressent donc que de très loin ma théorie cosmogonique.

134. — Quant au degré de certitude que nous pouvons attacher aux hypothèses, il faut admettre qu'il varie avec chaque partie de l'ensemble. Un exemple tiré de la matière de ce volume va faire saisir ma pensée.

Bien que les phénomènes accompagnant l'apparition des *Novæ* nous apportent des indications loin d'être négligeables, leur interprétation reste encore arbitraire et ne saurait s'imposer comme le résultat d'une constatation de laboratoire. Qu'une étoile pénétrant au sein d'un nuage cosmique puisse donner lieu à la formation d'une nébuleuse, le fait est vraisemblable et la Mécanique nous a aidé à le prouver; mais qu'en toutes circonstances, une nébuleuse spirale soit issue d'un mécanisme du même genre, voilà ce que nous ne saurions affirmer.

Maintenant, la phase nébulaire admise, nos pas deviennent plus assurés : pas de condensation possible sans faire appel à la loi de spiralité basée sur la résistance du milieu; pas d'accroissement de la masse centrale sans mouvement de bascule; nécessité de ce dernier pour provoquer la rupture des branches spirales amenant la formation d'amas planétaires dont les intervalles seront, dès lors, fonction de la densité, donc sous la dépendance indirecte de la gravitation newtonienne. La même méthode simple dans son unité s'applique à la formation des satellites, véritable dédale où,

faute de règles générales prudemment posées, s'est égaré plus d'un chercheur.

135. — Arrêtons là nos considérations ; celles qui précèdent étaient nécessaires pour fixer d'une façon nette le but à atteindre, pour comprendre la mise en œuvre des moyens à notre disposition, pour juger enfin plus sainement de la valeur objective du travail accompli.

Quels que soient les résultats de nos recherches, il n'est pas téméraire de penser que notre patient labeur, sans cesse appuyé sur l'Observation et l'Analyse, nous a laissé entrevoir des horizons vraiment nouveaux et que nos efforts n'ont pas été vains. Au reste, dans ces problèmes ardus posés à la raison humaine, les solutions même négatives, en écartant les théories caduques et incomplètes, — nous ne nous lasserons pas de le répéter, — sont encore de nature à constituer un véritable progrès : ainsi doit raisonner l'homme de science.

Quant au philosophe, habitué aux larges synthèses et à remonter des effets aux causes, son regard pénétrera plus avant : tout en écoutant l'harmonieuse symphonie de la nature, sa pensée se reportera vers l'Auteur de ce sublime concert ; derrière les lois phénoménales, il devinera le Législateur et cette main puissante qui, dans l'Univers, a tout ordonné « avec nombre, poids et mesure » ; par delà le contingent et le relatif, il apercevra l'Absolu et il comprendra enfin que l'homme ne saurait rendre un plus bel hommage au Créateur qu'en s'essayant à chanter cette merveilleuse épopée de l'Origine et de l'Évolution des Mondes.

TABLEAUX

ANNEXÉS

PRINCIPAUX ÉLÉMENTS DES ORBITES DES PLANÈTES

NOMS DES PLANÈTES ET LEURS SYMBOLES	DISTANCE AU SOLEIL		DURÉE DE LA RÉVOLUTION SIDÉRALE (EN TEMPS MOYEN)	EXCENTRICITÉ DE L'ORBITE	INCLINAISON DE L'ORBITE SUR L'ÉCLIPTIQUE MOYEN (1900)	VITESSE MOYENNE SUR L'ORBITE
	EN UNITÉS astronomiques (1/2 grand axe)	EN KILOMÈTRES				
☿ Mercure. . . .	0,3870	57832500	87j 23h 16m 43s,71	0,2056	7° 0′ 11″	47km,8
♀ Vénus.	0,7233	108065550	224j 16h 49m 9s,12	0,0068	3° 23′ 37″	34km,956
♁ La Terre . . .	1,0000	149400000	1an 0j 0h 9m 9s,504	0,0167	0° 0′ 0″	29km,745
♂ Mars	1,5236	227637500	1an 321j 17h 30m 56s,448	0,0933	1° 51′ 1″	24km,085
♃ Jupiter	5,2025	777261860	11ans 314j 20h 8m 9s,6	0,0483	1° 18′ 31″	13km,304
♄ Saturne. . . .	9,5547	1427480000	29ans 166j 23h 31m 12s	0,0558	2° 29′ 33″	9km,513
♅ Uranus	19,2181	2871190000	84ans 7j 10h 48m	0,0463	0° 46′ 21″	6km,649
♆ Neptune. . . .	30,1095	4498370000	164ans 280j 7h 12m	0,0089	1° 46′ 45″	5km,311

ÉLÉMENTS PHYSIQUES DES PLANÈTES, DU SOLEIL ET DE LA LUNE

NOMS	MASSE T = 1	VOLUME T = 1	DENSITÉ Eau = 1	DIAMÈTRE RÉEL ÉQUATORIAL T = 1	DIAMÈTRE RÉEL ÉQUATORIAL EN KILOMÈTRES	DURÉE MOYENNE DE LA ROTATION	APLATISSEMENT	INCLINAISON DE L'ÉQUATEUR SUR L'ORBITE
Soleil	382800	1295000	1,42	109,0163	1390656	25j 7h 48m ±	»	7° 15′ sur l'écliptique
Lune.	1/81,5	1/49,2	3,33	0,2729	3480	27j 7h 43m 11s,5	»	6° 40′
Mercure . . .	1/23	0,044	5,33	0,3532	4500	inconnue	?	?
Vénus. . . .	0,817	0,862	5,22	0,952	12240	68h ±	?	85° ±
La Terre. . .	1,00	1,00	5,52	1,00	12756,4	23h 56m 4s,09	1/298,3	23° 27′ 8″
Mars.	0,108	0,151	3,93	0,533	6800	24h 37m 22s,67	1/200	24° 50′
Jupiter. . . .	317	1,341	1,30	11,25	143500	9h 53m ±	1/16	3° 5′
Saturne . . .	95	812,17	0,64	9,65	123200	10h 26m ±	1/9,5	26° 48′
Uranus. . . .	14,6	52,36	1,54	3,84	49000	inconnue	1/13	?
Neptune. . .	17	60,23	1,55	3,92	50000	inconnue	?	?

ÉLÉMENTS DES SATELLITES DES PLANÈTES

NOMS	DISTANCE MOYENNE A LA PLANÈTE en rayons équat. de la planète	DISTANCE MOYENNE A LA PLANÈTE en kilomètres	RÉVOLUTION SIDÉRALE	GRANDEUR STELLAIRE	GRANDEUR DIAMÈTRE en kilomètres	INCLINAISON DE L'ORBITE sur celle de la planète	CIRCULATION DIRECTE ou rétrograde
Satellite de la Terre.							
La Lune	60,26	384 378	27j 7h 43m 11s,5	»	3480	5° 9′	D
Satellites de Mars.							
I Phobos.	2,77	9 180	0j 7h 39m 13s	10	35	26° 48′	D
II Déimos. . . .	6,95	24 000	1 6 17 54	12	12	26 44	D
Satellites de Jupiter.							
V (le plus proche). .	2,53	181 500	0j 11h 57m 22s	13	150	3° 18′	D
I Io.	5,91	423 800	1 18 27 33	6	4000	3 3	D
II Europe.	9,40	674 300	3 13 13 42	6	3 300	2 39	D
III Ganymède	14,99	1 075 500	7 3 42 33	6	5 700	3 10	D
IV Callisto	26,36	1 891 800	16 16 32 11	7	4800	2 58	D
VI	160,46	11 513 000	251 jours	14	(très petit)	30	D
VII	164,46	11 800 000	265 jours	17	»	32	D
VIII	329,3	23 630 000	738 jours 9	18	»	33	R
IX	426 ±	30 500 000	3 ans ±	19	»	25	R

Satellites de Saturne.

Anneau.	de 1,189 à 2,289	de 73260 à 141000	de 5h 30m à 13 heures	»	Larg. de l'anneau 67740	26° 49	D
I Mimas.	3,07	189400	0j 22h 37m 5s	13	700	26 13	D
II Encelade.	3,94	242700	1 8 53 6	13	800	26 47	
III Téthys.	4,88	300600	1 21 18 26	11	1500	27 23	D
IV Dioné	6,24	384400	2 17 41 9	12	1300	26 52	
V Rhéa.	8,72	537100	4 12 25 12	11	1800	26 39	
VI Titan.	20,22	1245500	15 22 41 27	9	3600	26 13	D
X Thémis.	24,17	1489000	20 20 24 »	13	50	37 49	D
VII Hypérion.	24,49	1508600	21 6 38 23	14	500	26 1	D
VIII Japet	58,91	3628800	79 7 56 22	11	2500	16 55	D
IX Phœbé.	214,40	13200000	550 10 34 »	17	100	6 30	R

Satellites d'Uranus.

I Ariel.	7,71	188900	2j 12h 29m 21s	16	800	82° 48′	R
II Umbriel	10,75	263380	4 3 27 37	17	650	82 25	R
III Titania.	17,63	431930	8 16 56 30	14	1300	82 59	R
IV Obéron.	23,57	577460	13 11 7 7	14	1000	82 52	R

Satellite de Neptune.

I	13,33	333250	5j 21h 2m 38s	14	3000	43° 10′	R

TABLE DES MATIÈRES

Avant-propos. VII

PREMIÈRE PARTIE

FORMATION DES NÉBULEUSES SPIRALES

CHAPITRE Ier

LE PROBLÈME COSMOGONIQUE

1. Intérêt du problème cosmogonique. — 2. Les nébuleuses. — 3. Les nébuleuses spirales. — 4. La forme des branches spirales est incompatible avec la théorie répulsive. — 5. La matière nébulaire. — 6. Les courants stellaires. — 7. Position présente de l'hypothèse nébulaire. 1

CHAPITRE II

COMMENT NAISSENT LES NÉBULEUSES

8. Conditions requises pour la formation d'une nébuleuse. — 9. Énoncé du problème. — 10. Problème fondamental. — 11. Valeur du vecteur ρ en fonction de λ. — 12. Vitesse des météores lorsqu'ils arrivent à l'extrémité de ρ sur l'axe de symétrie. — 13. Valeur de l'angle formé par la direction des météores avec l'axe de symétrie à l'extrémité de ρ. — 14. Choc des météores sur l'axe de symétrie ; valeur de la vitesse résultante : elle est constante, quelle que soit la grandeur du vecteur ρ. — 15. Trajet

parcouru par les météores après le choc. — 16. Répartition et densité des amas sur l'axe de symétrie. — 17. Densité en tenant compte de la répartition après les chocs. — 18. Remarque importante sur la capture des amas. Formation de nouveaux noyaux nébulaires. — 19. Valeur de n dans les différents cas et pour chaque conique. — 20. Largeur du faisceau météorique fournissant la capture indirecte; valeur maximum de $\rho + h$ ou P. 33

CHAPITRE III

FORMATION D'UNE NÉBULEUSE SPIRALE

21. Circulation des météores autour de la masse centrale. — 22. Effets de la rotation de la masse nébulaire. — 23. Ce que nous apprennent les observations de nébuleuses. — 24. Circulation des amas dans le sens de rotation du noyau nébulaire. — 25. Plan du maximum des aires et plan équatorial de la nébuleuse. — 26. Répartition des vitesses et des circulations dans le plan équatorial de la nébuleuse. — 27. Circulation dans les plans obliques par rapport au plan équatorial; amas cométaires. — 28. Résumé des stades d'évolution d'une nébuleuse spirale. — 29. Accord des résultats théoriques avec les observations; comment ils expliquent la formation des *Novæ*. 59

CHAPITRE IV

CONDENSATION DE LA NÉBULEUSE

I. — Étude des mouvements dans un milieu résistant

30. Naissance des branches spirales. — 31. Équation des branches spirales d'une nébuleuse : le *lituus*. — 32. Considérations générales sur l'influence d'un milieu résistant. — 33. Effets de la résistance sur la valeur du grand axe d'une orbite elliptique : a diminue constamment. — 34. Remarque. — 35. Effets de la résistance sur l'excentricité : e diminue constamment. — 36. Cas où l'excen-

tricité est très faible. — 37. Étude de la résistance dans le mouvement circulaire : effets de cette résistance. — 38. Forme de la spirale due à la résistance. 79

II. — Déformation des orbites par l'accroissement de la masse centrale

39. Le problème des différences d'excentricité. — 40. Effets de l'accroissement de la masse centrale sur des orbites extérieures. 98

DEUXIÈME PARTIE

FORMATION DU SYSTÈME SOLAIRE

CHAPITRE Ier

CONDITIONS INITIALES DE FORMATION

41. Application de la théorie précédente au Système solaire. — 42. Vitesses initiales du noyau et du nuage cosmique. Nature des trajectoires des météores. — 43. Détermination de l'angle que forme la direction du Soleil dans l'espace avec le plan général du Système solaire. — 44. Variation du plan du maximum des aires au cours de l'évolution nébulaire. — 45. Angle sous lequel le noyau nébulaire a rencontré le courant des météores. — 46. Résumé. 103

Appendice au chapitre Ier

47. Calcul du moment de rotation du Système solaire. . . 115

CHAPITRE II

CONSIDÉRATIONS GÉNÉRALES SUR LE SYSTÈME SOLAIRE

48. Proportions du Soleil et des planètes. — 49. Difficultés d'expliquer les formations planétaires. — 50. Répartition des matériaux à l'intérieur du système. — 51. Distribution des masses. — 52. Complexité des systèmes planétaires ; le problème des satellites. — 53. Inclinaisons différentes des orbites sur l'écliptique. 117

CHAPITRE III

FORMATION DES PLANÈTES

54. Loi de l'alternance des planètes. — 55. Conditions requises pour la formation d'un amas sur une branche spirale. — 56. Inclinaison de l'axe du Soleil sur le plan principal de la nébuleuse primitive. — 57. Disposition des branches spirales par rapport au plan équatorial du noyau en rotation. — 58. Rappel du théorème de la composition des rotations. — 59. Condensation de la nébuleuse et formation des amas. — 60. Relèvement de l'axe du Soleil. — 61. Formation des grosses planètes. — 62. Les astéroïdes. — 63. Volumes énormes des grosses planètes. — 64. Formation de Mars et des planètes inférieures. — 65. Age relatif des planètes. — 66. Répartition des amas planétaires sur les deux branches spirales. 127

Appendice au chapitre III

67. Inclinaison des orbites planétaires par rapport au plan du maximum des aires, ou plan invariable. 150

CHAPITRE IV

LOI DES DISTANCES PLANÉTAIRES

68. Historique de la loi de Bode. — 69. Expression précise de la loi de Bode. — 70. Essais tentés pour substituer une autre loi à celle de Bode. — 71. Véritable caractéristique

de la loi des distances déduite des séries de Wolf et de Bode. — 72. Loi des intervalles planétaires. — 73. La loi des intervalles planétaires est une conséquence des lois de la gravitation. — 74. Recherches théoriques et expérimentales sur le problème des densités. — 75. Cas d'une nébuleuse ellipsoïdale. 155

CHAPITRE V

LE PROBLÈME DES ASTÉROÏDES

76. État de la question. — 77. La statistique des astéroïdes. — 78. Véritable répartition des astéroïdes autour du Soleil. — 79. Inclinaison et excentricité des orbites des astéroïdes. — 80. L'hypothèse de la planète morcelée. — 81. Le problème des lacunes. 175

CHAPITRE VI

LE MONDE COMÉTAIRE

82. Les statistiques cométaires. — 83. Les comètes membres permanents du système solaire. — 84. Les types de transition : comètes à courte période et astéroïdes. — 85. Sens de révolution des comètes et distribution par rapport à l'écliptique. — 86. Existe-t-il des familles de comètes? — 87. Les groupes de comètes. — 88. Leur existence est démontrée. 193

CHAPITRE VII

LES MÉTÉORES COSMIQUES
ÉTOILES FILANTES, BOLIDES, LUMIÈRE ZODIACALE

89. Nature cométaire des étoiles filantes. — 90. D'où viennent les bolides. — 91. Les météorites sont-elles des bombes volcaniques? — 92. Nature probable des bolides. — 93. La lumière zodiacale. 215

CHAPITRE VIII

ORIGINE ET FORMATION DES COMÈTES, DES ASTÉROÏDES ET DES MÉTÉORES

94. Double aspect du problème. — 95. La cosmogonie des comètes. — 96. Répartition de la matière cométaire. — 97. Comètes à courte et à longue période. — 98. Origine et formation des astéroïdes. — 99. Étoiles filantes et lumière zodiacale. — 100. La genèse physique et chimique des météores cosmiques. 233

CHAPITRE IX

LE PROBLÈME DES SATELLITES

101. Les satellites ne dérivent pas des planètes. — 102. Insuffisance de la théorie de la capture pour expliquer les mouvements rétrogrades. — 103. Impossibilité de la capture directe même pour un amas intérieur. — 104. La capture indirecte est possible. — 105. Considérations sur la valeur des vitesses orbitales en fonction de la distance au Soleil. — 106. Phases de formation d'un système planétaire. — 107. Influence rétrograde. — 108. Influence directe. — 109. Conséquences de l'influence rétrograde. — 110. Prépondérance finale de l'influence directe. 267

CHAPITRE X

FORMATION DES SYSTÈMES PLANÉTAIRES

111. La planète Mercure. — 112. La planète Vénus. — 113. Le système Terre-Lune. — 114. Mars et ses deux satellites. — 115. Le système de Jupiter : neuf satellites. — 116. Les satellites de Jupiter. — 117. Le système de Saturne : dix satellites. — 118. Les satellites de Saturne. 119. Les anneaux de Saturne. — 120. Mode de forma-

tion des anneaux. — 121. Le système d'Uranus ; quatre satellites rétrogrades. — 122. Le système de Neptune : un satellite rétrograde. — 123. Loi de la formation mécanique des satellites et loi des distances. 295

CHAPITRE XI

QUESTIONS DIVERSES

124. Les planètes intra-mercurielles. — 125. La distance de Neptune. — 126. Existe-t-il une planète transneptunienne? — 127. Les excentricités des orbites planétaires. — 128. Causes de l'excentricité des satellites. . 349

CHAPITRE XII

RÉSUMÉ ET CONCLUSION

129. — Résumé de la formation d'une nébuleuse spirale. — 130. Formation des Étoiles géantes. — 131. Formation du Système solaire et des Étoiles multiples. — 132. Rôle de l'hypothèse dans les sciences. — 133. Réponse à une objection. — 134. Degré de vraisemblance et de certitude de l'hypothèse proposée. — 135. Conclusion. 369

TABLEAUX ANNEXÉS

Principaux éléments des orbites des Planètes. . . . 390
Éléments physiques des Planètes, du Soleil et de la Lune. 391
Éléments des Satellites des Planètes. 392

38936. — Tours, impr. Mame

QB
981
M6

Moreux, Theophile
Origine et formation des mondes

P&ASci

PLEASE DO NOT REMOVE
CARDS OR SLIPS FROM THIS POCKET

UNIVERSITY OF TORONTO LIBRARY